VANIA COVLEA
HORIA ANDREI

DIAGNOSTICAREA PLASMEI

Lucrări de Laborator

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Editura Universității din București

IV 72.183

BIBL. CENTR. UNIV.
„M. EMINESCU" IAŞI
IV 72.183

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

160

VANIA COVLEA HORIA ANDREI

DIAGNOSTICAREA PLASMEI

289.054

LUCRĂRI DE LABORATOR

038769
B.C.U. - IASI

Editura Universității din București
– 2001 –

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Diagnoza plasmei
Lucrări practice
533.9(076.5)

Referenți științifici: **Conf. dr. m. Gherbanovschi**
C.P. dr. G. Dinescu

© Editura Universității din București
Șos. Panduri 90-92, București - 76235; Tel./Fax: 410.23.84
E-mail: editura@unibuc.ro
Internet: www.editura.unibuc.ro

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
COVLEA, VANIA

Diagnosticarea plasmei : lucrări de laborator /
Vania Covlea, Horia Andrei, - Bucureşti, Editura Universităţii din Bucureşti, 2001
p. ; cm.
Bibliogr.
ISBN 973-575-564-5

I. Andrei, Horia

533.9

BCU IASI CENTRUL UNIVERSITY LIBRARY

06. IUN. 2002

"Atât de distincte sunt aceste fenomene (cele din gazele ionizate - n.n.) față de orice are loc în aer sau într-un gaz, încât suntem conduşi să presupunem că ne aflăm față în față cu Materia într-o a Patra stare sau condiție, o condiție tot atât de îndepartată de starea de gaz pe cât este îndepărtat gazul de lichid. În studiul acestei a Patra stări a Materiei suntem departe de a înțelege şi a controla micile particule indivizibile pe care le presupunem că ar constitui bazele fizice ale Universului. Am atins în prezent marginea lumii unde Materia şi Forța par a se întâlni una cu alta, tarâmul neclar dintre Cunoscut şi Necunoscut, care pentru mine are tentații ciudate. Îndrăznesc să gândesc că cele mai mari probleme ştiințifice ale viitorului vor da soluția în cea ce priveşte această Margine a Lumii şi chiar vor merge mai departe; aici mi se pare că se află Realitățile Ultime, subtile, importante, minunate."

Sir William Crookes (1879)

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

Cuvânt înainte 7

Lista simbolurilor 9

1. Măsurarea intensității câmpului magnetic 11

2. Determinarea intensității câmpului electric 22

2.1. Metoda electrodului mobil. Câmpul electric longitudinal al coloanei pozitive 22

2.2. Metoda sondelor electrice 31

2.2.1. Metoda sondei mobile 31

2.2.2. Metoda compensației 33

3. Determinarea temperaturii electronilor 37

3.1. Sondei Langmuir 37

3.2. Metoda sondei duble 45

3.3. Înregistrarea electronică a caracteristicii sondei Langmuir 51

3.4. Prelucrarea digitală a caracteristicii sondei Langmuir 55

3.5. Metoda rapoartelor de intensități de linii spectrale 63

4. Determinarea concentrației plasmei 70

4.1. Determinarea concentrației electronilor prin metoda sondei Langmuir ... 70

4.2. Determinarea concentrației electronilor prin metoda sondei duble ... 75

4.3. Determinarea concentrației electronilor din funcția de distribuție după energii a electronilor 78

4.4. Determinarea concentrației ionilor 81

5. Determinarea conductivității electrice a plasmei 85

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

6. Determinarea vitezei de drift a electronilor în plasmă 91

Anexe

1. Noțiuni fundamentale. Parametrii plasmei 97
2. Tipuri de plasme 104
3. Caracteristica volt-amperică de sondă. Funcția de distribuție a electronilor 115
4. Criteriul lui Bohm 118
5. Modelul stării staționare corona... 122
6. Metoda sondei duble – obținerea expresiei temperaturii electronice ... 124
7. Caracteristica semilogaritmică a sondei duble 126
8. Metoda celor mai mici pătrate 128
9. Program pentru calcularea EEDF din caracteristica volt-amperică de sondă 134
10. Constante fizice 137
11. Sistemul periodic al elementelor 140

Referințe bibliografice generale 142

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUVÂNT ÎNAINTE

De ce plasma? Un răspuns facil ar invoca argumentul că 99.9% din Univers se găseşte în starea de plasmă. Pare firesc să-ţi îndrepţi atenţia asupra Oceanului şi să uiţi, deocamdată, insulele.

Procesarea cu tehnici asistate de plasmă este utilizată tot mai mult în domenii diverse, de la industria automobilelor la cea aerospaţială, în biomedicină sau în fabricarea componentelor microelectronice.

Direcţia predominată în industria microelectronicii este de a înlocui tehnologia "umedă" (prin mijloace chimice, clasice) cu cea "uscată" (asistată de plasmă), cu beneficii inclusiv pentru mediul înconjurător ("tehnologii prietenoase"). În consecinţă, un număr tot mai mare de ingineri şi cercetători, dintr-un larg domeniu de discipline este implicat - de la cercetare şi dezvoltare la producţie - în "jocul" cu cea de-a patra fază a substanţei, plasma (focul, în scrierile filozofilor greci ai antichităţii).

O problemă fundamentală este determinarea parametrilor plasmei. De-a lungul timpului au fost dezvoltate mai multe tehnici de diagnosticare a plasmelor, optico-spectrale, electrice, de microunde sau bazate pe analiza semnalelor nontermice.

Această lucrare prezintă o parte dintre metodele de diagnosticare a plasmelor (preponderent din clasa metodelor electrice), ordonate potrivit

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

parametrilor care trebuie determinați: inducția câmpului magnetic, intensitatea câmpului electric, temperatura electronilor, concentrația plasmei, conductivitatea electrică a plasmei, viteza de drift a electronilor. Din dorința ca acest curs - laborator sa fie un mini ghid pentru cei implicați in domeniul fizicii plasmei, fiecare lucrare prezentată conține un exemplu de achiziționare şi prelucrare a datelor experimentale, toate determinările fiind efectuate in laboratorul de Diagnosticarea plasmei de la Facultatea de Fizică a Unversității din Bucureşti.

Multumim profesorilor noştri, Eugen Bădărău, Theodor V. Ionescu, Gheorghe Brătescu, Ioan Iovițț Popescu, Iancu Iova, Emil I. Toader, Dumitru Ciobotaru, care au creat sistemul ce ne-a permis, astazi, să elaborăm această lucrare.

Desigur, observațiile şi sugestiile cititorilor sunt binevenite pentru viitoarea ediție a acestei cărți.

Autorii

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

LISTA SIMBOLURILOR

A sau S	aria
B	inducția câmpului magnetic
c	viteza luminii în vid
d	distanța
d_S	diametrul sondei
e	sarcina electronului
E	intensitatea câmpului electric
f(w) sau f(ε)	funcția de distribuție după energii
f(v)	funcția de distribuție după viteze
h	constanta lui Planck
H	intensitatea câmpului magnetic
I	intensitatea curentului electric
	intensitatea luminoasă
j	densitatea de curent
k	constanta lui Boltzman
m, M	masa particulei
n	densitatea de particule
n_e	densitatea electronilor
n_i	densitatea ionilor
n_0	densitatea plasmei
p	presiunea
P	puterea electrică
q	sarcina electrică
r	raza (sondei, tubului, electrodului etc)
t	timp
T	temperatura
T_e	temperatura electronilor
T_i	temperatura ionilor
U, V	tensiunea electrică, potențialul electric

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI
BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

v	viteza
W, ε	energia
α	gradul de ionizare
ε_0	permitivitatea dielectrică a vidului
Γ	fluxul de particule
λ_D	lungimea Debye
λ_L	lungimea Landau
$\bar{\lambda}$	drumul liber mediu
μ	mobilitatea
ν_{en}	frecvența de ciocnire electron - neutru
ρ	densitatea de sarcină spațială
σ	conductivitatea electrică

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

1. MĂSURAREA INTENSITĂȚII CÂMPULUI MAGNETIC

Introducere

În fizica plasmei sunt folosite deseori câmpuri magnetice statice: pentru reducerea potențialelor de străpungere sau în tehnologii cu plasmă. În general aceste câmpuri magnetice sunt uniforme sau cu neuniformități controlate [1,2]. Pentru producerea lor se folosesc fie magneți permanenți, fie bobine. În cazul folosirii magneților permanenți apar două probleme: intensitatea câmpului magnetic nu poate fi variată continuu şi pe intervale mari de timp efectele de demagnetizare pot deveni importante, modificând $\vec{B}(\vec{r})$. Una dintre cele mai folosite surse de câmp magnetic constă în două bobine identice cu sau fără miez, plasate față în față. În cazul în care distanța dintre bobine este egală cu raza lor sistemul oferă cea mai mare uniformitate a câmpului între bobine. Acest sistem este cunoscut sub numele sistemul Helmholtz-Gauguin [3].

Oricare ar fi sursa câmpului magnetic este importantă cunoaşterea intensității lui efective în regiunea în care este plasată plasma. Aceasta se poate face fie prin calcularea câmpului magnetic produs de surse cunoscute, fie prin măsurarea lui [4].

Teoria

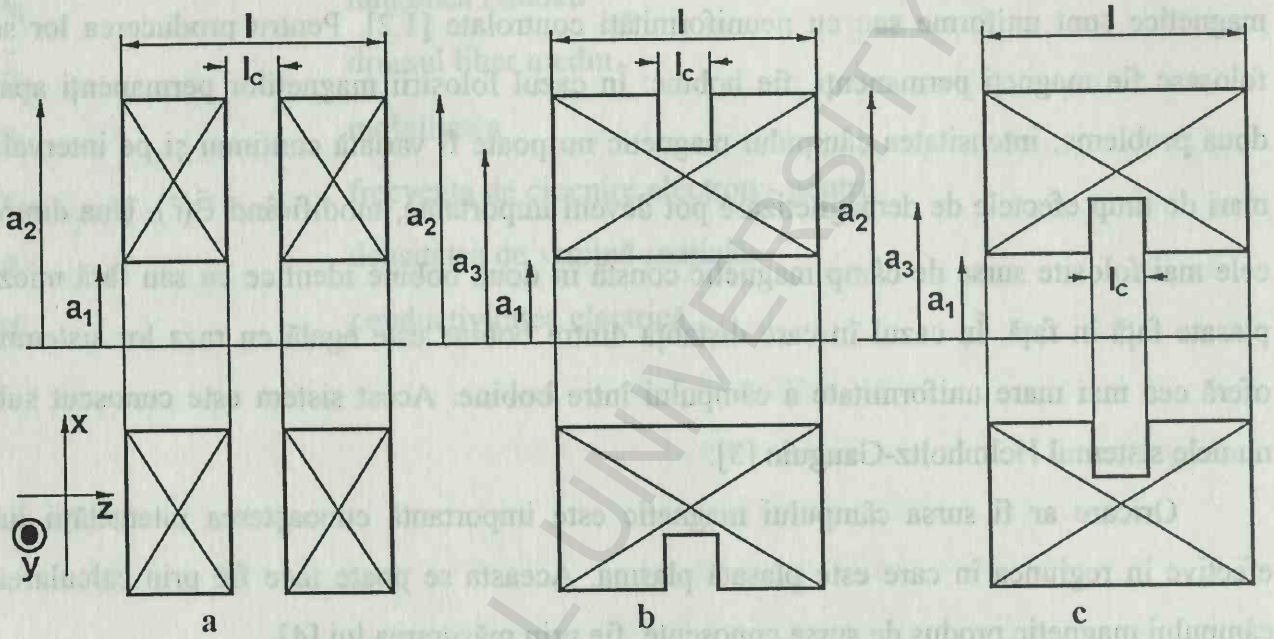
Să considerăm un sistem oarecare de bobine plasate coaxial şi să vedem cum putem calcula câmpul produs de ele într-o regiune din spațiu. Regiunea din spațiu va fi explorată printr-o rețea de puncte pentru care distanța dintre două puncte învecinate este mult mai mică decât întinderea regiunii în direcția definită de cele două puncte. Pentru fiecare dintre aceste puncte trebuie calculat câmpul magnetic longitudinal şi cel transversal.

Metoda elementară de calcul al intensității câmpului magnetic este însumarea efectelor fiecarei spire în punctele rețelei considerate. Este uşor de văzut că această metodă este greu aplicabilă în cazul sistemelor cu un număr mare de spire: pentru o bobină cu 1000 de spire, calculul câmpului magnetic pe o rețea de 100 x 100 puncte plasate în secțiunea transversală a bobinei ar însemna calcularea a $2 \cdot 10^7$ integrale eliptice (din legea Biot –

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Savart) [3,5].

O metodă mai elegantă şi rapidă constă în inlocuirea bobinei reale cu una echivalentă având aceeaşi densitate de curent şi un număr variabil de spire. Se efectuează calculele descrise mai sus pentru aceasta bobina, întâi pentru un număr mic de spire, crescând apoi numărul acestora până când diferenţa între rezultatele ultimelor două etape de calcul sunt mai mici decât precizia căutată. şi această metodă pretinde mari capacităţi de calcul pentru a fi dusă la bun sfârşit [6].



a	b	c
$\alpha=\frac{a_2}{a_1},\beta=\frac{\ell}{2a_1}$	$\alpha=\frac{a_2}{a_1},\beta=\frac{\ell}{2a_1}$	$\alpha=\frac{a_2}{a_1},\beta=\frac{\ell}{2a_1}$
$\alpha_c=\frac{a_2}{a_1},\beta_c=\frac{\ell_c}{2a_1}$	$\alpha_c=\frac{a_3}{a_1},\beta_c=\frac{\ell_c}{2a_1}$	$\alpha_c=\frac{a_2}{a_3},\beta_c=\frac{\ell_c}{2a_3}$
ordinul al patrulea (Helmholtz - Gauguin)	ordinul al şaselea (degajare exterioară)	ordinul al şaselea (degajare interioară)

Figura 1.1. Definirea parametrilor pentru sistemele de bobine compensate pentru creşterea uniformităţii câmpului

Cea mai rapidă şi simplă metodă de calcul a câmpului magnetic implică folosirea unor dezvoltări în serie care depind de parametrii geometrici ai bobinei. In 1969, Montgomery [3] a obţinut următoarele relaţii pentru calcularea intensităţii câmpului magnetic longitudinal, respectiv transversal produs de un sistem de bobine:

$$H_{\parallel}(\rho,\theta)=\frac{N\cdot I}{(\alpha-1)\cdot\beta\cdot a_1}\cdot\left\{\begin{matrix}F_0(\alpha,\beta)+F_2(\alpha,\beta)\cdot\frac{r^2}{a_1^2}\cdot P_2(\cos(\theta))+\\ F_4(\alpha,\beta)\cdot\frac{r^4}{a_1^4}\cdot P_4(\cos(\theta))+\ldots\end{matrix}\right\} \quad (1)$$

BCU INSTITUTIONAL UNIVERSITY LIBRARY

respectiv

$$H_{\perp}(\rho,\theta)=\frac{N\cdot I}{(\alpha-1)\cdot\beta\cdot a_1}\cdot\left\{\begin{array}{l}F_2(\alpha,\beta)\cdot\dfrac{r^2}{a_1^2}\cdot P_{21}(\cos(\theta),\sin(\theta))+\\ F_4(\alpha,\beta)\cdot\dfrac{r^4}{a_1^4}\cdot P_{41}(\cos(\theta),\sin(\theta))+\ldots\end{array}\right\} \tag{2}$$

unde α şi β sunt definite ca în figura 1.1a; N reprezintă numărul de spire al bobinei iar I reprezintă curentul care trece prin bobină; ρ şi θ sunt coordonatele sferice ale punctului în care se calculează câmpul (originea acestui sistem de coordonate se consideră a fi centrul bobinei sau al sistemului de bobine, iar axa $\theta = 0$ coincide cu axa Oz din figura 1.1); de asemenea

$$F_0=\frac{2\cdot\pi\cdot\beta}{5}\cdot\ln\left(\frac{\alpha+\sqrt{\alpha^2+\beta^2}}{1+\sqrt{1+\beta^2}}\right),$$

$$F_2=\frac{\pi}{5\cdot\beta}\cdot\left[\left(\frac{1}{1+\beta^2}\right)^{\frac{3}{2}}-\left(\frac{\alpha^2}{\alpha^2+\beta_c^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right],$$

$$F_4=\frac{\pi}{60\cdot\beta^3}\cdot\left\{\begin{array}{l}\left(\dfrac{1}{1+\beta^2}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\left[2+3\cdot\dfrac{\beta^2}{1+\beta^2}+15\cdot\left(\dfrac{\beta^2}{1+\beta^2}\right)^2\right]-\\ \left(\dfrac{1}{1+\beta_c^2}\right)^{\frac{3}{2}}\cdot\left[2+3\cdot\dfrac{\beta^2}{\alpha^2+\beta^2}+15\cdot\left(\dfrac{\beta^2}{\alpha^2+\beta^2}\right)^2\right]\end{array}\right\},$$

$$P_2(\cos(\theta))=\frac{3\cdot(\cos(\theta))^2-1}{2},$$

$$P_{21}(\cos(\theta),\sin(\theta))=3\cdot\cos(\theta)\cdot\sin(\theta),$$

$$P_4(\cos(\theta))=\frac{35\cdot(\cos(\theta))^4-30\cdot(\cos(\theta))^2+3}{8},$$

$$P_{41}(\cos(\theta),\sin(\theta))=\frac{\left[35\cdot(\cos(\theta))^3-15\cdot\cos(\theta)\right]\cdot\sin(\theta)}{2}$$

sunt parametrii care depind de geometria bobinei. Reprezentând $H_{\parallel}$ şi $H_{\perp}$ în regiunea de spaţiu pe care ne-am hotărât să-l explorăm, constatăm că uniformitatea câmpului este slabă. Pentru creşterea uniformităţii câmpului trebuie căutate acele sisteme de bobine în care termenul F_2 şi eventual termenul F_4 să se anuleze. Sistemele de bobine pentru care termenul F_2 se anulează se cheamă sisteme uniforme de ordinul patru. Unul dintre aceste sisteme de

BCU IAŞI CENTRALA UNIVERSITARĂ

bobine este sistemul Helmholtz (figura 1.1a). Variante de generare de câmpuri cu neuniformități de ordinul șase sunt prezentate în figura 1.1b și 1.1c. În cazul sistemului de bobine Helmholtz câmpul magnetic longitudinal și câmpul magnetic transversal se calculează după relațiile (3) și (4).

$$H_{\parallel}(\rho,\theta)=\frac{N\cdot\ell}{(\alpha-1)\cdot(\ell-\ell_c)}\cdot\left\{\begin{array}{l}[F_0(\alpha,\beta)-F_0(\alpha_c,\beta_c)]+\\ [F_4(\alpha,\beta)-F_4(\alpha_c,\beta_c)]\cdot\dfrac{r^4}{a_1^4}\cdot P_4(\cos(\theta))\end{array}\right\} \tag{3}$$

$$H_{\perp}(\rho,\theta)=\frac{N\cdot\ell}{(\alpha-1)\cdot(\ell-\ell_c)}\cdot\left\{[F_4(\alpha,\beta)-F_4(\alpha_c,\beta_c)]\cdot\frac{r^4}{a_1^4}\cdot P_{41}(\cos(\theta),\sin(\theta))\right\} \tag{4}$$

În general, calcularea intensității câmpului magnetic într-o configurație mai mult sau mai puțin complicată de surse nu conduce la valorile reale ale câmpului, odată ce nu pot fi luate în considerare neregularitățile tehnologice. Din acest motiv este necesară folosirea unor instrumente de măsură pentru intensitatea câmpului magnetic. Prezentăm în continuare cele mai uzuale metode de măsurare [7].

De la bun început se observă că metodele bazate pe fenomenul inducției electromagnetice sunt aplicabile doar pe scară restrânsă, datorită caracterului lor integral. Ele sunt utilizabile în cazul în care principiul de construcție al sursei de câmp magnetic garantează cu o precizie suficient de bună uniformitatea câmpului în regiunea de interes. In acest caz, măsurarea intensității câmpului magnetic se bazează pe măsurarea variației fluxului magnetic $\Phi(t)$ care, străbătând o bobină–sondă cu N spire, induce o tensiune electromotoare dată de:

$$e=-N\frac{d\Phi(t)}{dt} \tag{5}$$

În cazul în care fluxul magnetic este perpendicular pe aria sondei A, inducția câmpului magnetic (densitatea medie a fluxului magnetic prin suprafața sondei) este:

$$B=\frac{\Phi}{A} \tag{6}$$

Din (5) rezultă că fluxul magnetic poate fi determinat prin măsurarea tensiunii electromotoare e sau a curentului produs de aceasta, în condițiile în care poate fi produsă sau există o variație temporală a fluxului magnetic. În cazul în care fluxul câmpului

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

magnetic este constant în timp, se poate obține o variație a Φ(t) prin sondă, fie prin rotirea acesteia cu un unghi cunoscut ($\frac{\pi}{2}$ sau π), fie prin inversarea sensului câmpului magnetic (este metoda cea mai obişnuită acolo unde este posibilă). Tensiunea electromotoare are în acest caz forma unui impuls; la fel este şi curentul produs prin aparatul de măsură care se conectează la bornele sondei. În general acest aparat este un galvanometru balistic sau un fluxmetru [3].

Fluxmetrul este un aparat magnetoelectric fără cuplu rezistent mecanic (figura 1.2). Bobina mobilă a aparatului se deplasează cât timp este parcursă de curent, deviind cu un unghi $\Delta\alpha$. În cazul inversării câmpului magnetic, legatura dintre deviația bobinei fluxmetrului şi inducția câmpului magnetic B de măsurat este dată de:

$$B = \frac{C_F}{2NA}\Delta\alpha \qquad (7)$$

unde C_F este constanta aparatului de măsură.

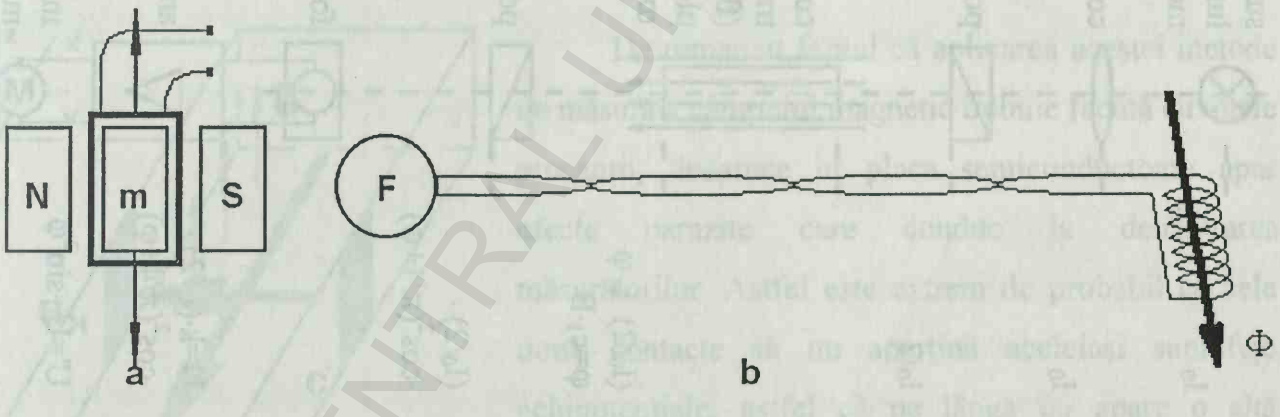


Figura 1.2. Fluxmetrul: (a) construcție; (b) schema de utilizare

O metodă mult mai precisă şi care furnizează informații strict locale despre intensitatea câmpului magnetic se bazează pe efectul magneto-optic (Faraday) [4,5,7]. Acesta constă în rotirea planului de polarizare al unui fascicol luminos polarizat plan la trecerea printr-un corp transparent (flint, feldspat, sticla, plexiglas, ...), imersat într-un câmp magnetic. Maximul rotirii planului de polarizare, pentru un corp transparent şi un câmp magnetic date, se obține atunci când direcția de propagare a fascicolului luminos coincide cu direcția liniilor de câmp magnetic în corpul transparent. Unghiul de rotație φ al planului de polarizare al fascicolului luminos sub acțiunea câmpului magnetic $\vec{B}(\vec{r})$ de măsurat, orientat paralel cu direcția de propagare a fascicolului este dat de relația:

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\varphi = c \cdot \ell \cdot B \tag{8}$$

unde c este o constantă de material (pentru sticla c=7.098 radiani/m·T) iar ℓ este lungimea optică a corpului transparent.

În figura 1.3 este prezentat un mod de utilizare al efectului Faraday. Cele două polarizoare sunt dispuse sub un unghi de $\frac{\pi}{4}$, astfel încât sensibilitatea detectării să fie maximă. După trecerea fascicolului luminos de intensitate inițială I_0 prin succesiunea de medii P_1, T, P_2, intensitatea acestuia va fi dată de legea lui Malus:

$$I = \frac{I_0}{2}\cos^2\left(\frac{\pi}{4} + \varphi\right) = \frac{I_0}{4}(1 - \sin 2\varphi) \tag{9}$$

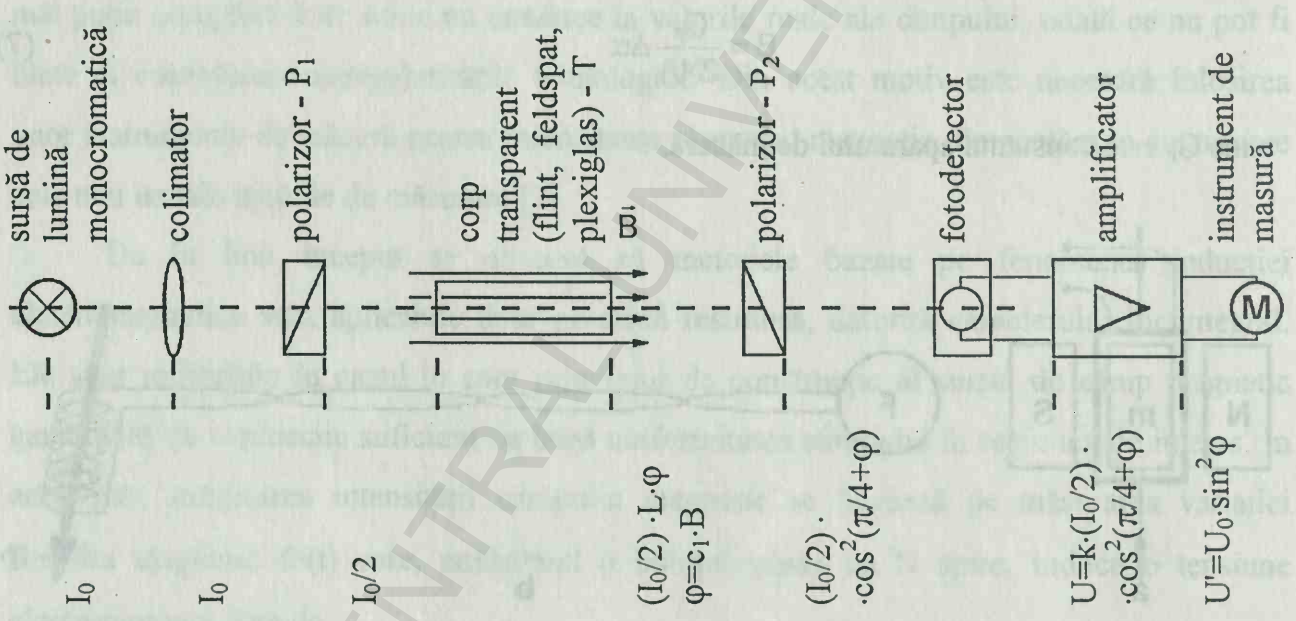


Figura 1.3. Principiul de funcționare al aparatelor de măsură a câmpului magnetic prin efect electrooptic (Faraday)

Considerând că indicația aparatului de măsură este proporțională cu intensitatea I a fascicolului captat de fotocelulă, relația (9) se poate rescrie în termeni de indicații ale aparatului de măsură. Tensiunea constantă furnizată de fotocelulă poate fi eliminată ușor dacă în absența câmpului magnetic se introduce în circuitul fotocelulei o tensiune egală și de sens contrar. Dacă ținem seama de relația (8) și dacă lucrăm cu câmpuri magnetice slabe, atunci relația (9) devine o relație de proporționalitate:

$$u = k B \tag{10}$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Se observă că într-o asemenea schemă de măsurare a câmpului magnetic nu apare saturație, deci este adecvată şi pentru măsurarea câmpurilor magnetice de foarte mare intensitate.

Cu un aparat de măsură construit după acest principiu se pot măsura câmpuri magnetice având intensități cuprinse intre $2 \cdot 10^{-5} \div 10$ T.

O altă metodă simplă de determinare a intensității câmpului magnetic are la bază efectul Hall [8]. Acesta constă în apariția unei tensiuni electrice într-un cristal semiconductor (InSb, InAs, HgTe, HgSe, ...) parcurs de un curent de comandă i_c şi supus acțiunii unui câmp magnetic de intensitate $\vec{B}$ orientat normal pe suprafața plăcii (figura 1.4). Tensiunea Hall u_H este produsă prin deplasarea sarcinilor care formează curentul de comandă sub acțiunea forței Lorentz şi este exprimată prin relația:

$$u_H = \frac{1}{necb} i_c B \qquad (11)$$

unde n este concentrația purtătorilor în placă (constanta de material) iar b şi c sunt dimensiunile plăcii aşa cum se vede în figura 1.4.

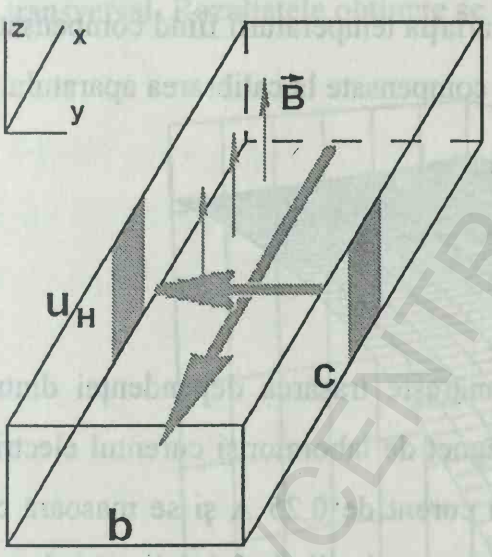


Figura 1.4. Efectul Hall: schema de principiu a detectorului

De remarcat faptul că aplicarea acestei metode de măsură a câmpului magnetic trebuie facută cu unele precauții, deoarece în placa semiconductoare apar efecte parazite care conduc la denaturarea măsurătorilor. Astfel este extrem de probabil ca cele două contacte să nu aparțină aceleiaşi suprafețe echipotențiale, astfel că pe lângă u_H apare o altă tensiune u_i. Un alt efect este efectul Ettinghausen, care constă în apariția unui gradient de temperatură pe axa y, asociat cu câmpul magnetic. Acesta va produce o tensiune termoelectromotoare de acelasi sens cu tensiunea Hall, fiind deci foarte greu de separat de aceasta. Curentul de comandă care curge prin placă pe axa x provoacă un gradient de temperatură pe aceeaşi direcție; în prezența câmpului magnetic ia naştere pe axa y o tensiune electromotoare care produce o tensiune u_{NE}. Acesta este efectul Nernst-Ettinghausen transversal. Gradientul de temperatură de pe axa x împreună cu câmpul magnetic vor determina apariția unui gradient de temperatură după axa y, acesta conducând

la apariția unei forțe termoelectromotoare care afectează tensiunea Hall (efect Righi-Leduc).

Astfel se ajunge la situația în care tensiunea u_{AB} este de fapt o sumă la care își aduc contribuția toate efectele enunțate anterior. Pentru a elimina toate efectele parazite, mai puțin efectul Ettinghausen, ar trebui ridicate patru seturi de măsurători, câte un set pentru fiecare combinație posibilă a sensului curentului de comanda şi a sensului câmpului magnetic:

$$\begin{aligned} U_1 &= U_H + U_E + U_{NE} + U_{RL} + U_i \\ U_2 &= U_H - U_E + U_{NE} + U_{RL} - U_i \\ U_3 &= U_H + U_E - U_{NE} - U_{RL} - U_i \\ U_4 &= U_H - U_E - U_{NE} - U_{RL} + U_i \end{aligned} \qquad (12)$$

Pentru suma dintre tensiunea Hall şi cea Ettinghausen am obține suma:

$$U_H + U_E = \frac{U_1 - U_2 + U_3 - U_4}{4} \qquad (13)$$

În practică se folosesc curenți de comandă alternativi; în acest fel se renunță la volumul de măsurători foarte mare, erorile produse de variația temperaturii fiind compensate electronic iar cele generate de neechipotențialitate fiind compensate la calibrarea aparatului.

Experimentul

Prin experimentul descris în continuare se urmăreşte trasarea dependenței dintre intensitatea câmpului magnetic produs de un electromagnet de laborator şi curentul electric care îl străbate. Se alimentează electromagnetul cu un curent de 0,25 A şi se masoară cu ajutorul unei sonde Hall valoarea câmpului magnetic în centrul cilindrului delimitat de cei doi poli ai electromagnetului (punctul "B" pe figura 1.5). Măsurătoarea se face ținând sonda în aşa fel încât fețele active să fie paralele cu polii electromagnetului. Repetând această măsurătoare pentru mai multe valori ale curentului prin electromagnet se trasează o curbă asemănătoare cu cea din figura 1.6.

Un al doilea experiment ne va preciza şi variația câmpului magnetic în spațiul dintre polii electromagnetului. Pentru un curent de circa 2 A se explorează suprafața notată cu "A" în figura 1.6. Explorarea se face aşezând fețele active ale sondei Hall întâi paralel cu polii

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

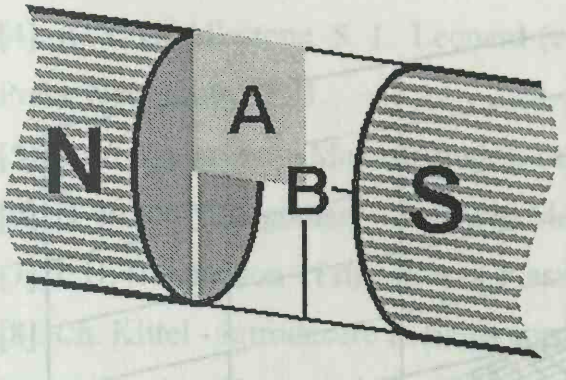


Figura 1.5. Aşezarea planului în care se fac masurătorile pentru câmpurile logitudinal şi transversal

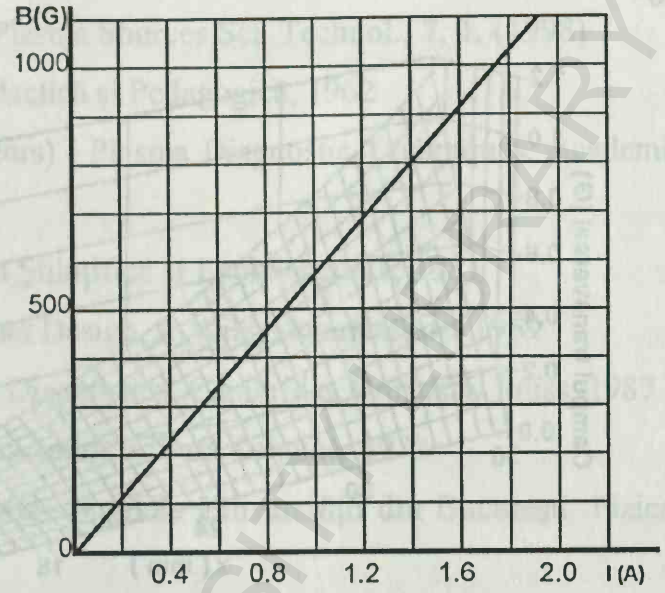


Figura 1.6. Dreapta de calibrare a electromagnetului. Câmpul magnetic este dat de relația: B [Gauss] = 570 · I [Amperi]

electromagnetului şi apoi perpendicular pe aceştia şi pe suprafața "A". În primul caz se va obține "harta" variației câmpului longitudinal iar în al doilea caz cea a variației câmpului transversal. Rezultatele obținute se vor compara cu graficele din figurile 1.7 si 1.8 [9].

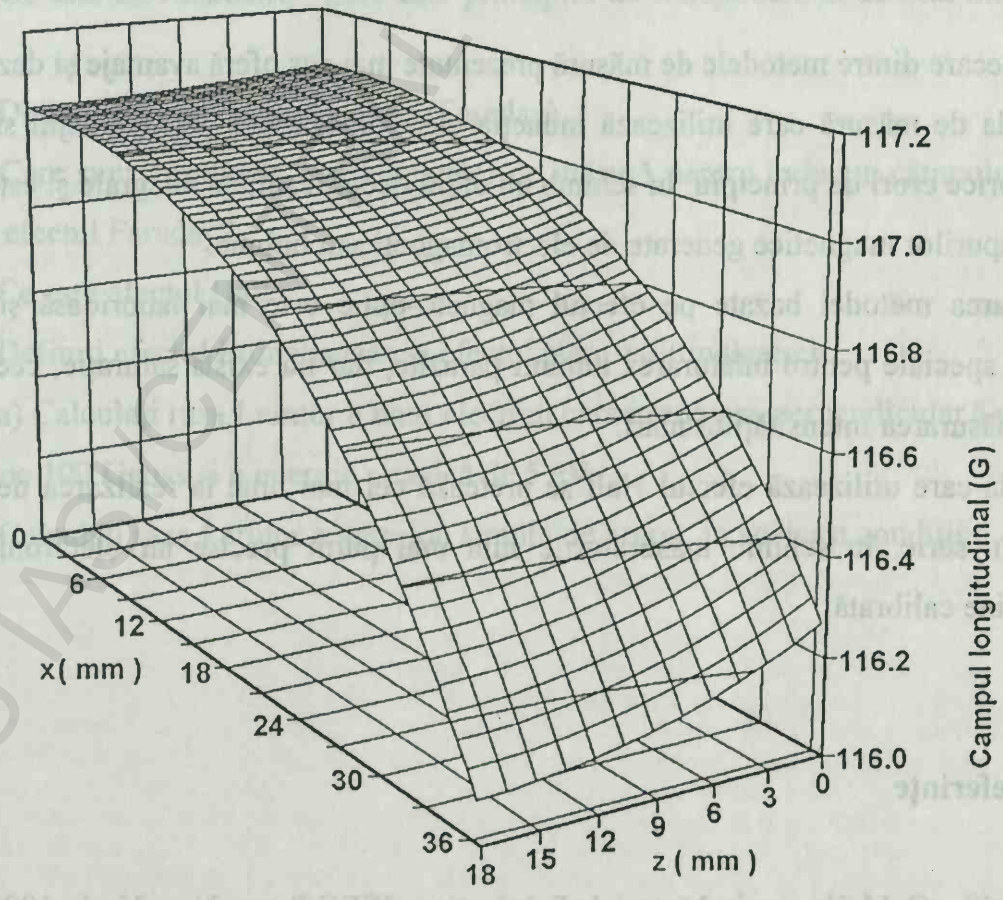


Figura 1.7. Variația câmpului magnetic longitudinal într-un sistem de bobine Helmholtz

BCU IAŞI UNIVERSITY LIBRARY

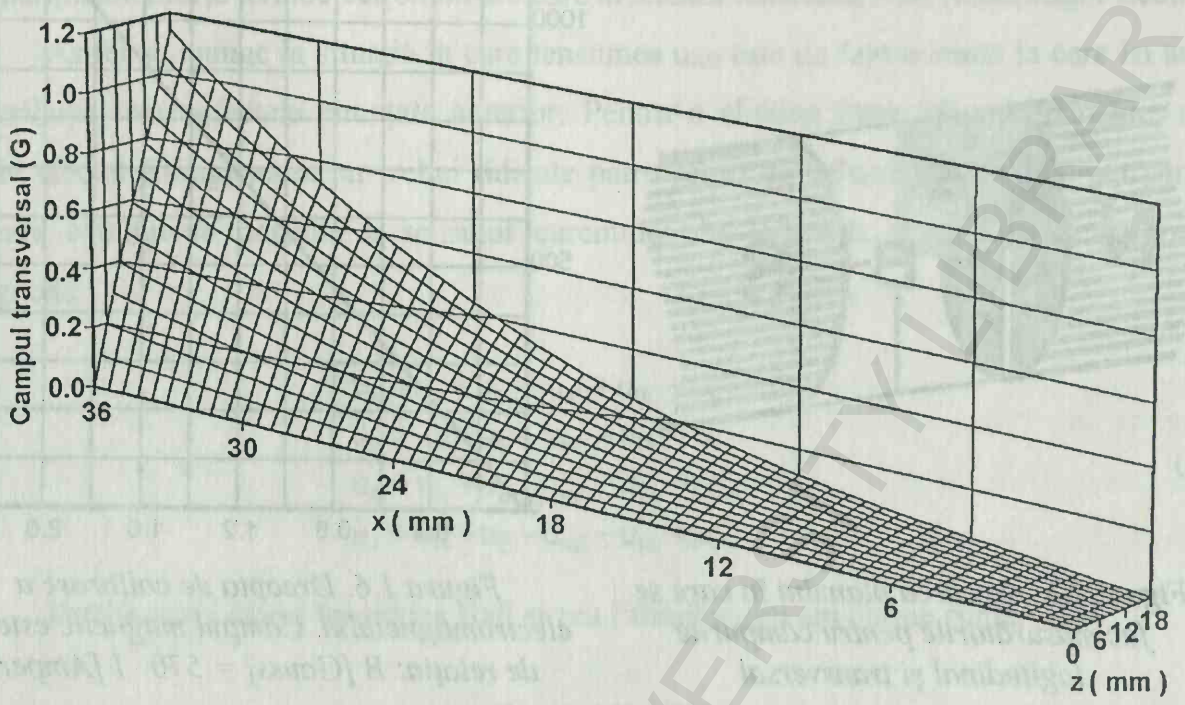


Figura 1.8. Variația câmpului magnetic transversal într-un sistem de bobine Helmholtz.

Observație

Fiecare dintre metodele de măsură prezentate mai sus oferă avantaje şi dezavantaje:

1. Metoda de măsură care utilizează inducția electromagnetică are avantajul simplității şi elimină orice erori de principiu, în schimb nu oferă decât rezultate integrale şi este aplicabilă doar câmpurilor magnetice generate de electromagneți sau bobine.

2. Aplicarea metodei bazate pe efectul magneto-optic este mai laborioasă şi presupune precauții speciale pentru înlăturarea luminii parazite, dar nu există saturație, ceea ce o face utilă la măsurarea intensităților mari.

3. Metoda care utilizează efectul Hall se pretează cel mai bine la realizarea de aparate de măsură în serie, în schimb măsurătorile sunt mai puțin precise iar electronica asociată trebuie bine calibrată.

Referințe

[1]. A. Grill - Cold Plasma in Materials Fabrication, IEEE Press, New York, 1994

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

[2]. J. T. Gudmunsson, M. A. Lieberman - Plasma Sources Sci. Technol., 7, 1, (1998)

[3]. Th. Ionescu - Electricitatea, Editura Didactică şi Pedagogică, 1962

[4]. R. S. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[5]. S. V. Vonsovski - Magnetismul, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, 1981

[6]. D. Bruce Montgomery - Solenoid Magnet Design, J. Wiley-Interscience, 1969

[7]. I. H. Hutchinson - Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge Univesity Press, 1987

[8]. Ch. Kittel - Introducere în fizica corpului solid, Editura Tehnică, 1972

[9]. V. Covlea, H. Andrei, C. Stan, E. Barna - Analele Universităţii din Bucureşti. Fizica, **XLVIII**, (1999), p.17

Întrebări

1. Care este caracteristica fundamentală a sistemului de bobine Helmholtz-Gauguin?

2. Care sunt cele mai uzuale metode de măsurare a intensităţii câmpului magnetic?

3. Ce este un fluxmetru? Care este principiul de funcţionare al acestui instrument de măsură?

4. Definiţi efectul magneto-optic (Faraday).

5. Care sunt avantajele instrumentelor de măsură pentru inducţia câmpului magnetic bazate pe efectul Faraday?

6. Ce este efectul Hall?

7. Definiţi efectul Ettinghausen şi efectul Nernst-Ettinghausen.

8. a) Calculaţi raza Larmor a unui electron care are viteza perpendiculară pe un câmp magnetic de 100 Gauss şi o energie cinetică de 5 eV.

b) Calculaţi raza Larmor a unui ion simplu de argon, în aceleaşi condiţii.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. DETERMINAREA INTENSITĂȚII CÂMPULUI ELECTRIC

2.1. METODA ELECTRODULUI MOBIL. CÂMPUL ELECTRIC LONGITUDINAL AL COLOANEI POZITIVE

Introducere

Coloana pozitivă a descărcării luminescente în curent continuu face legătura între părțile catodice şi cele anodice. Prezența ei este datorată abundenței ionizărilor şi excitărilor produse de electronii accelerați în spațiul întunecos Faraday de câmpul electric din acest spațiu. Deşi slab, acest câmp acționează pe o distanță destul de mare, transferând electronilor energie suficientă pentru excitarea şi ionizarea gazului. Apare, deci, o regiune bogată în atomi excitați (deci luminoasă) şi în purtători de sarcină pozitivă (ioni) şi negativă (electroni). Măsurătorile au arătat că, în această zonă, densitatea de sarcină negativă este practic egală cu densitatea sarcinii pozitive ($\rho_e \cong \rho_i$), ambele tipuri de purtători de sarcină (electronii şi ionii pozitivi) având o intensă miscare haotică. Ea are, deci, proprietăți de plasmă; de aceea vorbim în mod curent de plasma coloanei pozitive. În cazul ionizărilor simple ($q_i = |e|$), concentrația electronilor este practic egală cu concentrația ionilor pozitivi ($n_e \cong n_i$).Deşi există o slabă deplasare a ionilor pozitivi spre spațiul întunecos Faraday, datorită mobilității lor mici ei contribuie prea puțin la formarea curentului longitudinal şi, de aceea, sunt neglijați sub acest aspect. Curentul electric de-a lungul axei coloanei cilindrice este purtat practic de electroni, datorită unei slabe viteze de antrenare a lor, suprapusă mişcării haotice. Capătul anodic al coloanei pozitive nu intră în contact direct cu anodul, ci mai întâi se formează spațiul întunecos anodic, după care urmează un strat subțire luminos, lipit de anod, lumina anodică. Ca urmare a respingerii ionilor pozitivi şi a atragerii electronilor care se găsesc în coloana pozitivă în fața anodului se formează un strat de sarcină spațială negativă numită cădere anodică, acceleratoare pentru electroni. Electronii din coloana pozitivă care ajung la marginea acestui spațiu de cădere anodică (de 5 - 20 V) vor fi accelerați spre anod şi vor excita gazele adsorbite pe suprafața metalului; în felul acesta se formează lumina anodică. Aşadar, coloana pozitivă ocupă regiunea dintre capătul

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

anodic al spațiului întunecos Faraday şi capătul catodic al căderii anodice [1-5].

Lungimea coloanei pozitive depinde de presiunea gazului. Dacă presiunea creşte, coloana pozitivă se lungeşte pe seama părților catodice ale descărcării, care se comprimă spre catod. La presiune constantă, coloana pozitivă se lungeşte odată cu creşterea distanței dintre electrozi, în timp ce părțile catodice rămân nemodificate. Mărind distanța dintre electrozi, coloana pozitivă poate fi făcută oricât de lungă, cu condiția ca tensiunea aplicată pe electrozi să fie suficient de mare pentru menținerea descărcarii [6,7].

Fără a intra în detalii privind teoriile coloanei pozitive [8,9], reținem doar că, în general, pierderile de purtători prin difuzie ambipolară la pereți şi prin recombinări în volum sunt importante. Pe de o parte, coloana pozitivă este alimentată în mod constant cu electroni accelerați provenind din spațiul întunecos Faraday şi, pe de altă parte, cu ioni provenind din ionizări produse în spațiul căderii anodice. Aceste două surse de particule încărcate duc la apariția unui câmp electric longitudinal E, în care electronii din volumul coloanei pozitive sunt accelerați până la energii corespunzătoare energiilor de excitare şi ionizare ale atomilor şi moleculelor gazului. Pierderile de purtători sunt astfel compensate de ionizarea gazului prin ciocniri electronice.

Aceasta este o prezentare sumară a proceselor ce au loc în coloana pozitivă. În realitate, câmpul electric local este descris prin componentele sale radială si longitudinală. În cele ce urmează, nu ne vom ocupa de distribuția câmpului în secțiunea transversală a coloanei cilindrice de plasmă, ci vom determina câmpul electric longitudinal (notat cu E). Experiența arată că într-o coloană pozitivă omogenă intensitatea acestui câmp este practic constantă de-a lungul axei, ceea ce înseamnă o variație liniară a potențialului $V(x)$ de-a lungul acestei axe.

Teoria

Orice proprietate a unei descărcări luminescente, spre exemplu diferența de potențial V dintre electrozi ("tensiunea de ardere"), depinde de un număr de alți parametri: curentul de descărcare, presiunea si tipul gazului, mărimea tubului de descărcare şi mărimea şi natura (materialul) electrozilor. Dependența este adesea complicată, iar uneori nu poate fi exprimată analitic, ci numai sub forma curbelor (teoretice sau experimentale) care leagă

diverşii parametri. Prin urmare, ar fi necesar un număr infinit de astfel de curbe pentru a descrie toate stările posibile ale unei descărcări date prin fiecare combinaţie dimensiuni, I, p etc. De aceea, ca şi în alte domenii ale fizicii, s-a urmărit o anume simplificare, prin gruparea acestor parametri, stabilind unele relaţii (legi) de similitudine [7]. Aşadar, să analizăm în continuare două descărcări identice în doar una sau două proprietaţi şi diferite în celelalte şi să vedem care sunt grupele de parametri care rămân invarianţi, putând fi folosiţi de aceea pentru a descrie acele proprietăţi identice ale celor două descărcări.

Să considerăm două descărcări în acelaşi gaz, cu electrozi confecţionaţi din acelaşi material, în care toate dimensiunile liniare corespondente sunt diferite printr-un factor multiplicativ a (figura 2.1). Presupunând că temperatura gazului este aceeaşi în ambele tuburi, atunci punctele corespondente (de exemplu A_1 şi A_2, respectiv B_1 şi B_2) se găsesc la aceeaşi diferenţă de potenţial. Astfel de descărcări sunt numite similare [7]. Atunci, există următoarele relaţii pentru punctele corespondente din cele două descărcări:

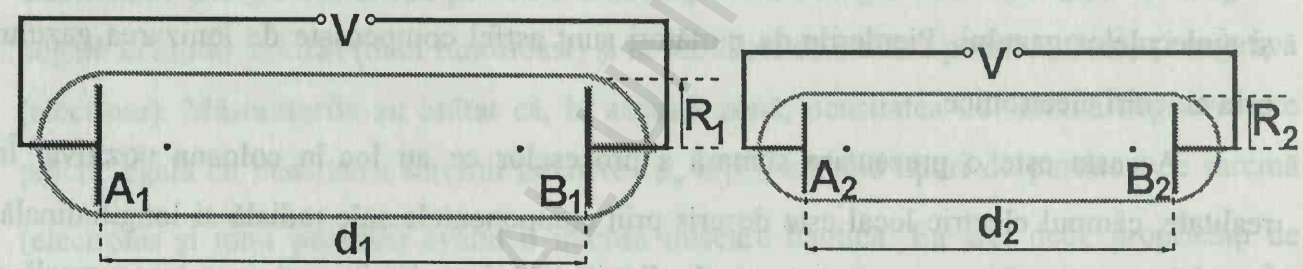


Figura 2.1. Descărcări similare

- pentru dimensiunile tuburilor şi electrozilor

$$\begin{aligned} d_1 &= a d_2 \\ r_1 &= a r_2 \\ R_1 &= a R_2, \end{aligned} \qquad (1)$$

unde r este orice distanţă masurată radial

- pentru elementul de arie

$$dA_1 = a^2 dA_2 \qquad (1a)$$

- pentru drumul liber mediu (al electronilor, ionilor sau moleculelor în gaz)

$$\lambda_1 = a\lambda_2 \qquad (2)$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- pentru densitatea numerică a gazului (molecule / m^3)

$$n_1 = \frac{n_2}{a} \tag{3}$$

- pentru presiune (temperatura fiind aceeaşi)

$$p_1 = \frac{p_2}{a}. \tag{4}$$

Potenţialul

$$V_1 = V_2 \tag{5}$$

şi cum, prin definiţie, câmpul electric este $E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}$, vom avea

$$E_1 = \frac{E_2}{a}. \tag{6}$$

În concluzie, vor exista relaţiile de similitudine prezentate în tabelul 2.1.

Tabelul 2.1

Parametri	Relaţii		Parametri de similitudine
Potential Dimensiuni geometrice liniare Curent de descărcare Temperatura gazului	$V_1 = V_2$ $d_1 = ad_2$ $r_1 = ar_2$ $R_1 = aR_2$ $i_1 = i_2$ $T_1 = T_2$	Ipoteze	V, i,T
Drumul liber mediu al oricărei specii de particule Densitatea gazului Presiunea gazului Câmpul electric Densitatea de sarcinã la perete Densitatea de sarcinã volumicã	$\lambda_1 = a\lambda_2$ $n_1 = n_2/a$ $p_1 = p_2/a$ $E_1 = E_2/a$ $\sigma_1 = \sigma_2/a$ $\rho_1^- = \rho_2^-/a^2$ $\rho_1^+ = \rho_2^+/a^2$	Deduse din ipoteze	E/p, pd, pR
Densitãtile de curent totale si partiale Densitãtile de particule	$(j, j^+, j_e)_1 = (j, j^+, j_e)_2/a^2$ $(N_e, N^+, N^-, N_m^*, N^0)_1 =$ $= (N_e, N^+, N^-, N_m^*, N^0)_2/a^2$	Derivate din cele de mai sus presupunând că nu există alt	T_e, T_+, H/p, j/p^2, N_e/p^2 pentru

BCU "ASIGENTIAL UNIVERSITY LIBRARY

Stari excitate (fara starile de rezonanta) Viteza, energia particulelor incarcate Temperaturile electronilor si ionilor Intervale de timp Frecventa de ciocnire Frecventa aplicatã Cimpul magnetic	$N_1^* = N_2^*/a^3$ $v_1 = v_2$ $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ $(T_e, T_+)_1 = (T_e, T_+)_2$ $dt_1 = a dt_2$ $v_1 = v_2/a$ $f_1 = f_2/a$ $H_1 = H_2/a$	proces de ionizare în trepte în afară de efectul Penning	descărcările de curent alternativ şi fd, fR, f/p

Experimentul

În figura 2.2 este prezentat aranjamentul experimental. În tubul de descărcare cilindric anodul este mobil, iar mişcarea sa este controlată prin piesa de fier de la capătul suportului său, asupra căreia se acţionează din exterior cu un magnet sau cu o bobină magnetică. Cu acest aranjament experimental se efectuează următoarele experimente.

La o presiune de ordinul torrului sau zecimii de torr se măsoară lungimea $\ell = d - d_0$ a coloanei pozitive (între anod şi marginea spaţiului întunecos Faraday). Se repetă această măsurătoare pentru 4 - 5 presiuni, menţinând curentul constant prin modificarea corespunzătoare a tensiunii dintre electrozi. Se trasează graficul $\ell = \ell(p)$, observând, totodată, cum variază poziţia punctului $x = d_0$ (lungimea părţilor catodice) cu presiunea.

Menţinând presiunea constantă si anodul la capătul tubului, se măsoară lungimea coloanei pozitive pentru 4 - 5 valori ale intensităţii curentului de descărcare, notându-se şi tensiunea de ardere pentru fiecare curent. Pe acelaşi desen se figurează graficele $\ell = \ell(I)$ si $U = U(\ell)$.

Menţinând presiunea constantă şi curentul de descărcare constant (condiţii de similitudine), se deplasează anodul de la capătul tubului ($x = d$) către catod şi se trasează graficul $U = U(d - x)$. Se repetă aceste măsurători pentru 4 – 5 valori ale intensităţii curentului de descărcare şi 4 – 5 presiuni. Aproximând fiecare dintre aceste grafice cu un segment de dreaptă (prin metoda celor mai mici pătrate, aşa cum se arată în anexa 1), se obţine o valoare medie E a câmpului electric în coloana pozitivă pentru fiecare pereche

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

curent de descărcare – presiune.

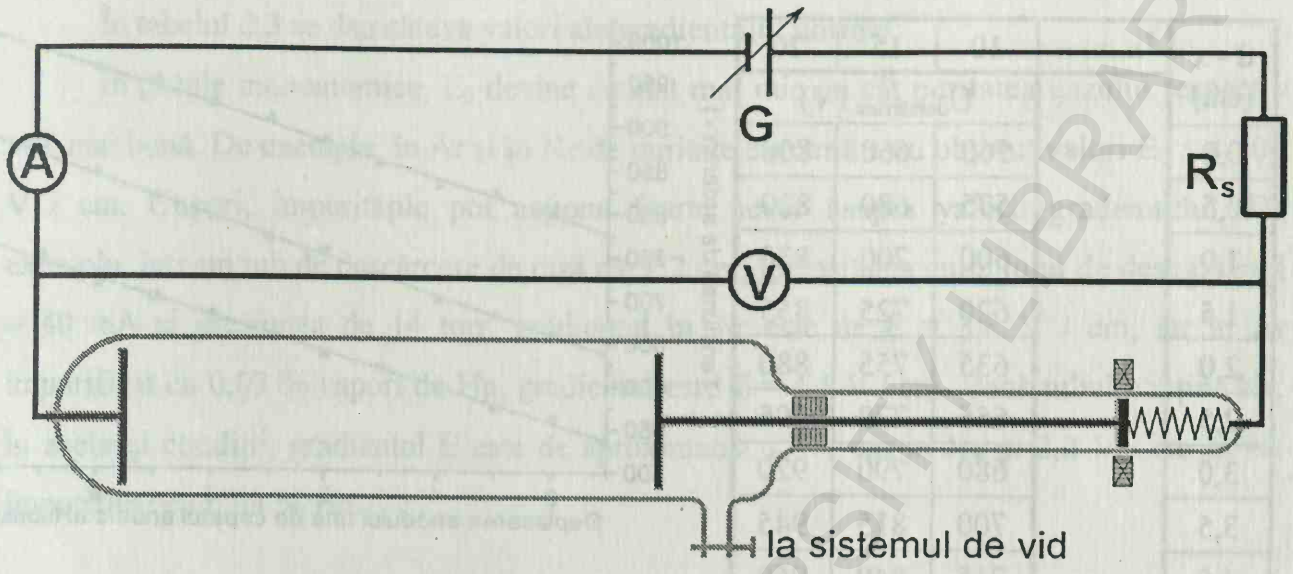


Figura 2.2. Aranjamentul experimental folosit pentru determinarea câmpului electric longitudinal prin metoda electrodului mobil

Dacă puterea sursei G permite efectuarea determinărilor pentru cel puțin 4 - 5 intensități ale curentului, diferite între ele cu zeci de mA, atunci cu datele obținute se va trasa graficul $E = E(I)$. Dacă sursa G este de putere mică, se va da valoarea medie a gradientului, pentru intervalul mic de curenți admişi de sursă, deoarece în acest caz eroarea făcută la estimarea pantei este de ordinul de mărime al diferenței între gradienți.

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

Prezentăm în continuare un exemplu de prelucrare a unor date experimentale. A fost efectuat cel de-al treilea experiment descris în paragraful precedent pentru o descărcare de curent continuu în aer. S-a determinat variația tensiunii de ardere a descărcarii în funcție de distanța între poziția curentă a anodului şi poziția sa cea mai îndepartată de catod pentru o presiune constantă şi un interval mic de curenți de descărcare. Deplasarea anodului a acoperit regiunea coloanei pozitive. În tabelul 2.2 sunt prezentate rezultatele experimentului. Mărimea câmpului electric pentru fiecare curent de descărcare a fost obținută prin fitarea datelor cu o dreaptă prin metoda celor mai mici pătrate (figura 2.3). Valoarea medie a câmpului electric pentru domeniul limitat de curenți de descărcare pentru care s-au făcut măsurători este $\overline{E} = 41.6\ V/cm$.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tabelul 2.2. Rezultatele experimentale

d - x (cm)	$I_{descărcare}$	10	15	20
		$U_{descărcare}$ (V)		
0,0		560	660	800
0,5		575	680	820
1,0		600	700	830
1,5		620	725	855
2,0		635	755	880
2,5		655	770	905
3,0		680	790	920
3,5		700	815	945
4,0		715	840	960
4,5		745	865	980
5,0		760	880	1000
E (V/cm)		40,5	45	41

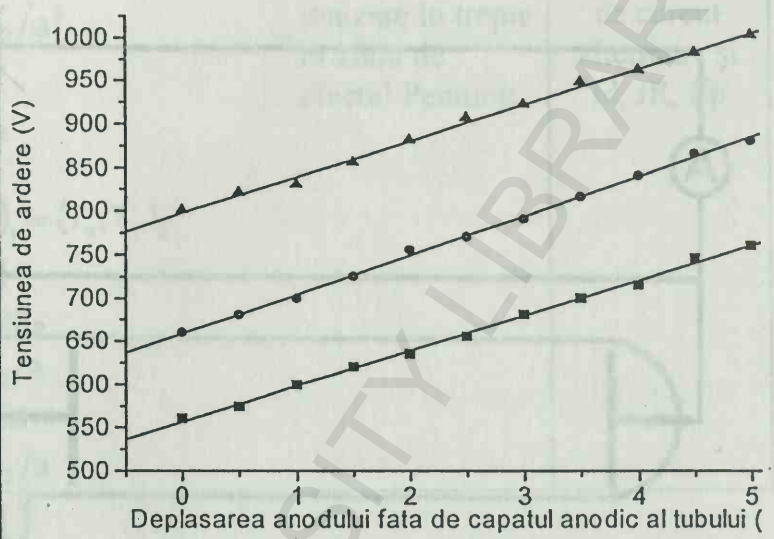


Figura 2.3. Variația tensiunii de ardere în funcție de distanța dintre poziția curentă a anodului și poziția sa cea mai îndepărtată de catod. Liniile continue reprezintă rezultatul fitării prin metoda celor mai mici pătrate

Observații

În plasma coloanei pozitive, pierderile de purtători de sarcină datorate recombinărilor în volum şi difuziei spre perete sunt compensate, în principal, de ionizările produse prin ciocnirile neelastice ale electronilor cu particulele (atomii, moleculele) gazului. Acest mecanism de menținere a sarcinii electrice este întreținut de gradientul longitudinal de potențial al coloanei pozitive. Intensitatea E a câmpului electric longitudinal depinde de natura gazului, de presiunea lui şi de raza tubului de descărcare. Ea depinde şi de densitatea curentului de descărcare; de exemplu, dacă sunt importante ionizările cumulative, concentrația electronilor nu mai este direct proporțională cu densitatea curentului, ci creşte mai repede. În tuburi foarte largi este posibilă dispariția completă sau aproape completă a luminozității coloanei pozitive, observându-se doar părțile negative luminoase, precum şi lumina anodică. De exemplu, în Ar, N_2, H_2 ea poate dispărea complet, iar în O_2, H_2O este foarte puțin luminoasă [5-7].

Intensitatea E_0 a câmpului electric, la presiunea de 1 torr şi la temperatura de 300 K, într-un tub cu diametru foarte mare, se numeşte gradientul normal al coloanei pozitive. Acesta se poate determina într-un tub foarte larg, fie cu sonde, fie prin deplasarea unuia

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

dintre electrozi, aşa cum se arată în lucrare.

În tabelul 2.3 se dau câteva valori ale gradientului normal.

În gazele monoatomice, E_0 devine cu atât mai mic cu cât puritatea gazului respectiv este mai bună. De exemplu, în Ar şi în Ne de puritate extremă s-au obţinut valori $E_0 < 4 \cdot 10^{-3}$ V / cm. Uneori, impurităţile pot acţiona foarte sever asupra valorii gradientului. De exemplu, într-un tub de descărcare de rază r = 2,2 cm, intensitatea curentului de descărcare I = 40 mA şi presiunea de 14 torr, gradientul în Ar este de E = 3,8 V / cm, iar în Ar impurificat cu 0,03 % vapori de Hg, gradientul este E = 4,5 V / cm. Dacă tubul conţine Ne, în aceleaşi condiţii, gradientul E este de aproximativ 4 V / cm în Ne şi 2,2 V / cm în Ne impurificat cu 0,03 % Hg.

Tabelul 2.3. Gradientul normal al coloanei pozitive pentru câteva gaze.

gazul	E_0/p	gazul	E_0/p
He	< 0,12	N_2	3,25
Ne	$< 0{,}2 \cdot 10^{-3}$	O_2	13,1
Ar	$< 2 \cdot 10^{-3}$	H_2O	50
H_2	2,23	Hg	< 1

În general, experienţa arată că în gazele inerte, în vaporii de Hg şi în vaporii metalelor alcaline, gradienţii sunt mai mici decât în gazele moleculare (H_2, N_2, O_2 şi altele) [7].

Dacă tubul nu este de diametru prea mare, încărcarea negativă a peretelui contribuie la pierderea purtătorilor din coloană, cu atât mai mult cu cât tubul este mai îngust. Reducerea secţiunii tubului cere creşterea gradientului longitudinal de potenţial, pentru creşterea ionizării, prin urmare, pentru compensarea pierderilor de purtători. Deci, gradientul longitudinal al potenţialului creşte cu micşorarea secţiunii tubului de descărcare. Acest câmp electric, capabil să producă prin ciocniri electronice ionizarea necesară compensării difuziei către perete, întreţine şi o excitare destul de intensă a gazului din coloana pozitivă prin accelerarea electronilor liberi până la energii corespunzătoare diverselor nivele de excitare ale atomilor şi moleculelor. Ca urmare, strălucirea coloanei pozitive creşte odată cu îngustarea ei [10].

Trebuie menţionat că, datorită încărcării negative a pereţilor izolatori (sticlă, cuarţ), există şi un gradient transversal al potenţialului, care variază cu distanţa de la axul tubului la

perete. Compunerea câmpului electric longitudinal cu câmpul electric transversal dă naştere unei distribuţii spaţiale a câmpului electric, astfel încât suprafeţele echipotenţiale nu sunt suprafeţe plane, perpendiculare pe axa coloanei, ci suprafeţe curbe, cu concavitatea spre anod. În general, diferenţa de potenţial între axă şi perete (de-a lungul razei) este de ordinul câtorva volţi [7].

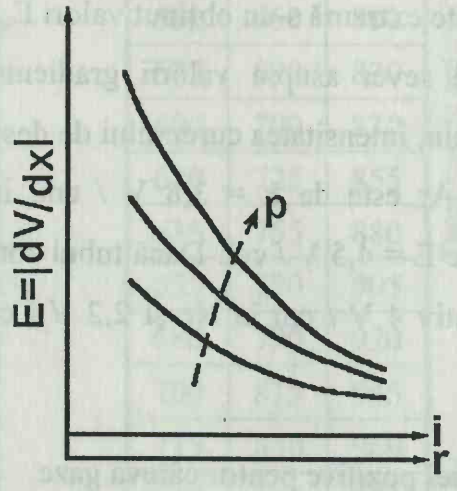


Figura 2.4. Reprezentare calitativă a dependenţei gradientului de potenţial al coloanei pozitive de intensitatea curentului, raza tubului şi presiune

În figura 2.4 este prezentată variaţia câmpului electric longitudinal cu presiunea, curentul de descărcare şi raza tubului de descărcare, pentru o descărcare de curent continuu. Câmpul electric longitudinal scade cu creşterea curentului şi / sau a razei tubului şi creşte cu creşterea presiunii.

Referinţe

[1]. E. Bădărau, I. Popescu - Gaze ionizate, vol.2 - Descărcări electrice în gaze, Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

[2]. Gh. Brătescu - Fizica plasmei, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1970

[3]. I. I. Popescu, I. Iova, E. Toader - Fizica plasmei şi aplicaţii, Editura Ştiintifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1981

[4]. I. I. Popescu, D. Ciobotaru - Bazele fizicii plasmei, Editura Tehnică, Bucureşti, 1987

[5]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - Lucrări de laborator, Editura Universităţii din Bucureşti, 1992

[6]. M. J. Druyvesteyn, F. M. Penning - Rev. Mod. Phys, 12, 2, 1940

[7]. G. Francis - The Glow Discharge at Low Pressure in Handbuch der Physik, band XXII, 1956

[8]. W. Schottky - Phys. Zs., 25, 1924

[9]. A.von Engel - Ionized Gases, Clarendon Press, Oxford, 1965

[10]. T. Kaneda, T. Kubata, Jen-Shih Chang - J. Phys. D: Appl. Phys, 23, 1990

POLITEHNICA UNIVERSITY LIBRARY

2.2. METODA SONDELOR ELECTRICE

2.2.1. SONDA MOBILĂ

Unul dintre parametrii plasmei care pot fi determinați cu ajutorul unei sonde Langmuir (descrisă în capitolul 3) este potențialul locului. Acesta reprezintă potențialul la care se află plasma din vecinătatea sondei în raport cu un electrod de referință legat la pământ; de obicei, în plasma unei descărcări luminescente de curent continuu se foloseşte drept electrod de referință anodul. Să considerăm o asemenea descărcare luminescentă şi să presupunem că axial, în coloana pozitivă, la o distanță oarecare de anod, am plasat o sondă Langmuir. Potențialul plasmei se determină după cum urmează. Pe graficul care reprezintă în scară semilogaritmică intensitatea curentului electronic colectat de sondă în funcție de diferența de potențial sondă – anod se trasează dreptele care fitează regiunea de câmp retardant şi regiunea de saturație electronică. Abscisa punctului în care se intersectează cele două drepte oferă valoarea numerică a potențialului spațial [1-5] (vezi şi lucrarea 4.1.1).

Experimentul

Măsurarea potențialului locului în diverse puncte, axial în coloana pozitivă, reprezintă o metodă mai precisă de determinare a gradientului de potențial. Montajul experimental folosit este prezentat în figura 2.5. Cei doi electrozi între care se produce descărcarea electrică sunt mobili şi în acest fel se pot face măsurători în tot spațiul "ocupat" de plasmă (sondă fixă, "plasmă mobilă").

Menținând distanța dintre electrozi constantă şi curentul de descărcare constant, se trasează caracteristici voltamperice de sondă pentru diverse distanțe $d-x$ între anod şi sondă (minim 4 - 5 puncte). După determinarea potențialului locului pentru fiecare dintre puncte, se trasează graficul $V_p = V_p(d-x)$ a cărui pantă ne oferă valoarea medie a intensității câmpului electric de-a lungul coloanei pozitive. Se repetă aceste măsurători pentru 4 - 5 valori ale intensității curentului de descărcare şi 4 - 5 presiuni.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

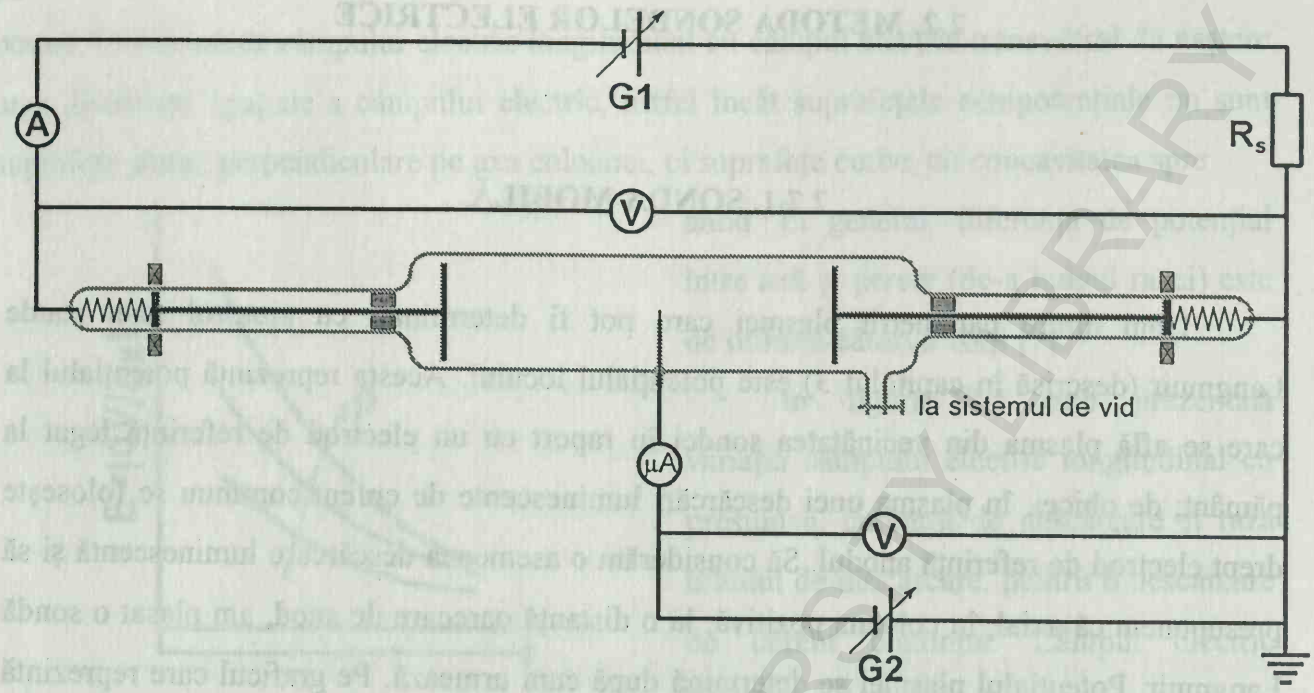


Figura 2.5. Aranjamentul experimental folosit pentru determinarea câmpului electric longitudinal prin metoda sondei mobile

Precizarea potențialului plasmei necesită luarea în considerație a curentului ionic de saturație care trebuie scăzut din curentul măsurat la sondă. Neglijarea lui poate modifica sensibil poziția potențialului plasmei. Determinarea potențialului plasmei este o operație delicată, întrucât presupune alegerea de către experimentator a intervalelor pe care se face fitarea curentului electronic. Pentru ca aceste intervale să fie alese corect, este recomandabil să se folosească un program de fitare care să urmarească obținerea unui coeficient de corelație cât mai bun (o abatere medie pătratică cât mai mică).

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2.2.2. METODA COMPENSAȚIEI

O altă metodă precisă de determinare a câmpului electric longitudinal E implică folosirea a două sonde flotante plasate axial în plasmă, în coloana pozitivă, în cazul particular prezentat. Aplicând din exterior o diferență de potențial continuă, de compensare, se obtine valoarea câmpului electric longitudinal mediu, în spațiul dintre cele două sonde, ca fiind raportul dintre tensiunea exterioară U corespunzătoare căreia curentul prin circuitul celor două sonde flotante este nul şi distanța dintre sonde [2, 4-6]. Dezavantajul acestei metode este că se obține câmpul electric mediu între cele două sonde, iar numărul de puncte pe graficul $E = E(d - x)$ este limitat drastic de distanța între sonde.

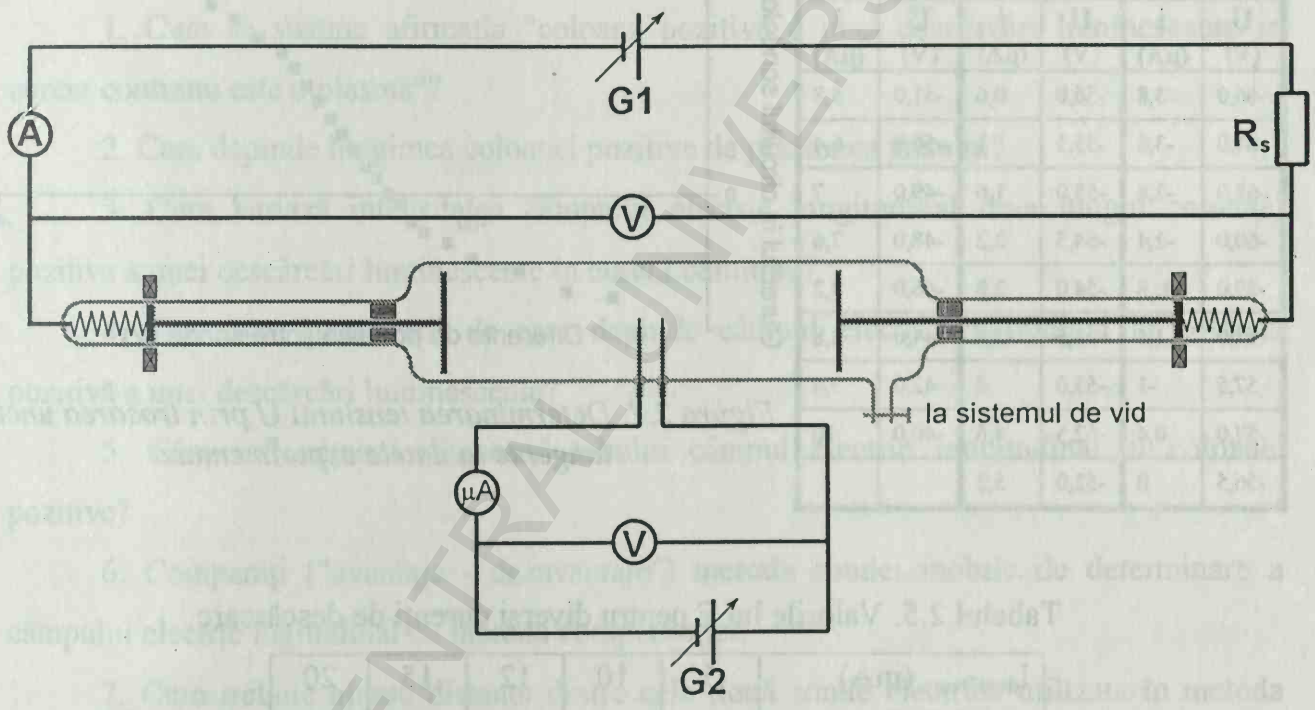


Figura 2.6. Aranjamentul experimental folosit pentru determinarea câmpului electric longitudinal prin metoda compensației

Montajul experimental folosit în acest caz este prezentat în figura 2.6. Se determină câmpul electric longitudinal de-a lungul coloanei pozitive a unei descărcari luminescente pentru mai multe presiuni şi mai mulți curenți de descărcare. Tensiunea U se determină trasând porțiunea caracteristicii voltamperice de sondă dublă (vezi lucrarea 3.2) care include trecerea prin zero a curentului la sonde.

BCU IASI CENTRALA UNIVERSITARA LIBRARY

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

În tabelul 2.4 este prezentată o caracteristică voltamperică de sondă dublă obținută în coloana pozitivă a unei descărcări într-un amestec de Ar si N_2 la presiunea totală de 2 torr. Distanța dintre cele două sonde a fost de 2 cm. Cum valoarea tensiunii U corespunzătoare curentului I = 0 μA este U = -56,5 V, obținem pentru câmpul electric $E = 28{,}2\ V/cm$.

Repetând aceste determinări pentru mai mulți curenți de descărcare se obține un set de date asemănător cu cel din tabelul 2.5. Deoarece domeniul de curenți explorat este limitat, se poate da numai o valoare medie a câmpului electric longitudinal: $\overline{E} = 29{,}5\ V/cm$.

Tabelul 2.4. Caracteristica voltamperică de sondă dublă

U (V)	i (μA)	U (V)	i (μA)	U (V)	i (μA)
-66,0	-3,8	-56,0	0,6	-51,0	5,8
-64,0	-3,6	-55,5	1	-50,0	6,4
-62,0	-2,8	-55,0	1,6	-49,0	7
-60,0	-2,4	-54,5	2,2	-48,0	7,6
-59,0	-1,.8	-54,0	2,8	-46,0	8,2
-58,0	-1,4	-53,5	3,4	-44,0	8,8
-57,5	-1	-53,0	4	-42,0	9,4
-57,0	-0,4	-52,5	4,6	-40,0	10
-56,5	0	-52,0	5,2		

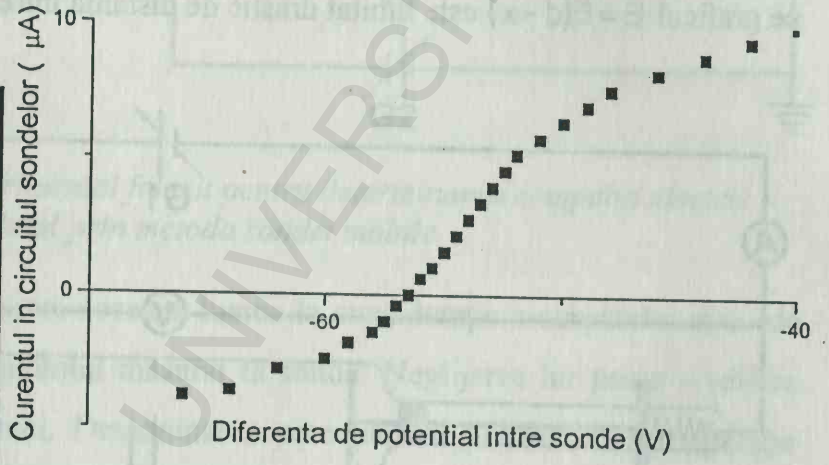


Figura 2.7. Determinarea tensiunii U prin trasarea unei tangente la datele experimentale

Tabelul 2.5. Valorile lui E pentru diverşi curenți de descărcare

$I_{descărcare}$ (mA)	5	10	12	15	20
$E_{longitudinal}$ (V/cm)	31	30	29,5	29	28

Referințe

[1]. J. G. Laframboise - UTIAS Report, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, 1966

[2]. R. H. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[3]. J. D. Swift, M. J. R. Schwar - Electrical Probes for Plasma Diagnostics, ILIFFE,

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

London, 1970

[4]. I. I. Popescu, E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1983

[5]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - Lucrări de laborator, Editura Universităţii din Bucureşti, 1992

[6]. G. Francis - The Glow Discharge at Low Pressure in Handbuch der Physik, band **XXII**, 1956

Întrebări

1. Cum se susţine afirmaţia "coloana pozitivă a unei descărcări luminescente în curent continuu este o plasmă"?

2. Cum depinde lungimea coloanei pozitive de presiunea gazului?

3. Cum variază intensitatea câmpului electric longitudinal de-a lungul coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în curent continuu?

4. Care sunt parametrii de care depinde câmpul electric logitudinal în coloana pozitivă a unei descărcări luminescente?

5. Cum influenţează diametrul tubului câmpul electric longitudinal al coloanei pozitive?

6. Comparaţi ("avantaje - dezavantaje") metoda sondei mobile de determinare a câmpului electric logitudinal cu metoda compensaţiei.

7. Cum trebuie aleasă distanţa dintre cele două sonde electrice utilizate în metoda compensaţiei de determinare a câmpului electric longitudinal din coloana pozitivă?

8. Coloana pozitivă uniformă a unei descărcări luminescente are lungimea $l = 10$ cm şi este intreţinută la un curent $i = 20$ mA, într-un gaz ce are potenţialul de ionizare $V_i = 20$ V. Cunoscându-se câmpul electric axial $E = 1$ V/cm şi numărul de ionizări/secundă ($N = 10^{17}$) în coloana pozitivă, să se stabilească fracţiunea α din puterea electrică transferată coloanei pozitive care este folosită pentru producerea acestor ionizări.

9. Într-o coloană pozitivă, de lungime l, având gradientul longitudinal E, fracţiunea β din numărul total de electroni (N_e) produce ionizarea atomilor neutri de gaz cu potenţialul de ionizare V_i. Dacă mobilităţile electronilor şi ionilor sunt μ_e respectiv μ_i, să se stabilească

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

expresia fracțiunii α din puterea electrică absorbită din circuitul electric exterior pentru întreținerea acestei coloane.

10 . Dacă distanța dintre electrozii plan-paraleli ai unui tub de descărcare este d, iar presiunea gazului este p, să se arate că produsul pd este proporțional cu numărul N al particulelor neutre din spațiul interelectrodic.

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3. DETERMINAREA TEMPERATURII ELECTRONILOR

3.1. SONDA LANGMUIR

Introducere

O sondă electrostatică sau "Langmuir" este o mică piesă dintr-un material conductor, care este introdusă în plasmă prin intermediul unui suport mecanic ce asigură şi conexiunea electrică între sondă şi circuitul exterior (figura 3.1). Potenţialul sondei este variat într-un anumit domeniu, care, de regulă, include potenţialul plasmei. Curentul electric colectat din plasmă de către sondă este înregistrat ca o funcţie de potenţialul sondei [1-4]. Forma acestei curbe - numită "caracteristica de sondă" - depinde de compoziţia şi starea termodinamică a plasmei şi poate furniza informaţii importante despre plasmă. În figura 3.2 este prezentat aspectul general al caracteristicii sondei Langmuir.

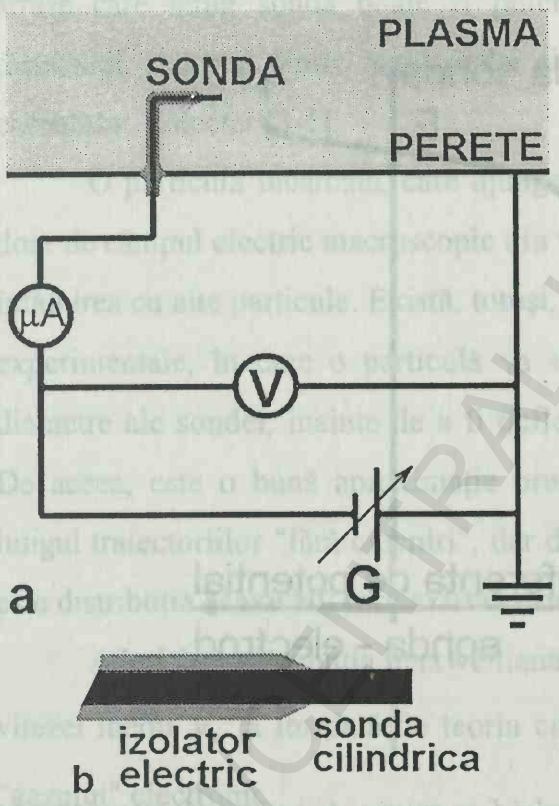


Figura 3.1. Sonda simplă: a. circuitul de sondă simplă; b. detaliu de construcţie

Sondele utilizate în măsurătorile experimentale au o destul de mare varietate a formelor [3]. Cele mai utile sunt cele care posedă o simetrie suficient de mare, astfel încât dinamica mişcării particulelor în câmpul electric din vecinătatea sondei să aibă o formă simplificată. Spre exemplu, în cazul unei sonde sferice sau cilindrice într-o plasmă staţionară sau în cazul unei sonde cilindrice aflate într-o plasmă care "curge" paralel cu axa cilindrului, toate particulele se mişcă în câmpuri centrale de forţe.

Cu scopul definirii unui model matematic, se fac următoarele presupuneri:

- plasma conţine două specii de particule încărcate, una pozitivă - ionii - cealaltă

BCU ŞTIINŢIFIC CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

negativă - electronii. Departe de sondă, densitatea netă de sarcină este aproximativ nulă;

• distribuția după energii - departe de sondă - a electronilor este maxwelliană, iar cea a ionilor este fie maxwelliană, fie monoenergetică. În multe experimente contactul termic dintre cele două specii este suficient de slab, astfel încât există o semnificativă diferență între temperaturile lor;

• nu există câmpuri magnetice;

• plasma este staționară;

• raza sondei este mult mai mică decât lungimea Debye (cazul limită al mişcării orbitale); sau raza sondei este mult mai mare decât lungimea Debye (se negijează stratul Debye)

• toate vitezele particulelor sunt mult mai mici decât viteza luminii.

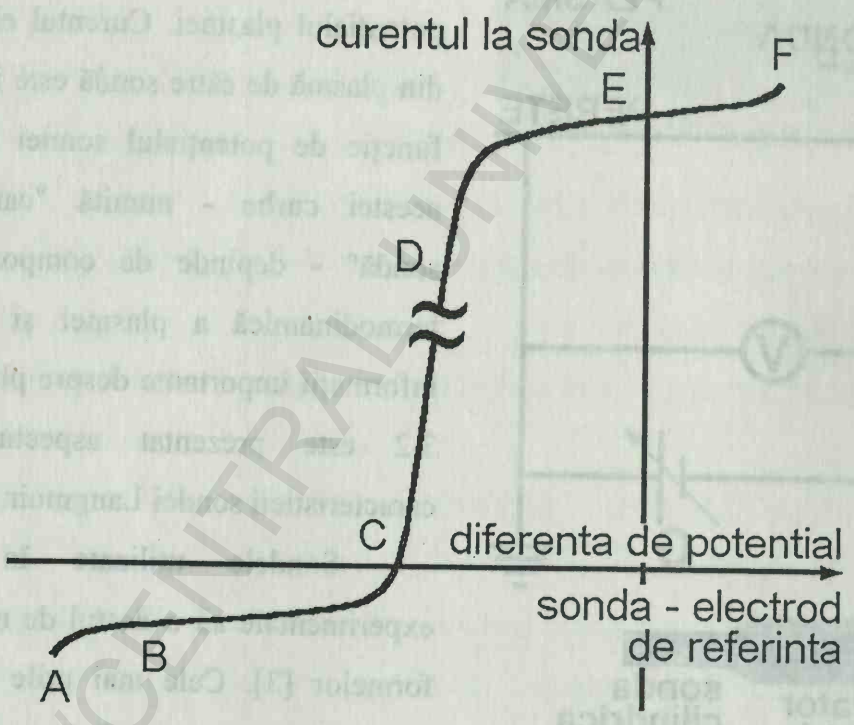


Figura 3.2. Aspectul general al caracteristicii sondei Langmuir. A. emisie electronică de pe suprafața sondei datorită bombardamentului ionic; B. strat ionic; C. potențialul flotant; D. regiunea de câmp retardant; E. strat electronic; F. emisie electronică cauzată de electronii accelerați. Notă: Regiunea ionică este desenată la o scară mult mai mare

Teoria

O sondă aflată la un potențial diferit de cel al plasmei înconjurătoare va crea un câmp

BCU "I. C. BRĂTIANU" UNIVERSITY LIBRARY

electric ce atrage particulele de "sarcină opusă" şi va respinge sarcinile de acelaşi tip. Dacă potenţialul sondei este suficient de mare, foarte puţine dintre particulele respinse vor avea suficientă energie cinetică pentru a atinge suprafaţa sondei, iar regiunea adiacentă va conţine numai particulele atrase. Densitatea de sarcină spaţială netă astfel creată în această regiune va fi de semn opus sarcinii sondei şi va tinde să împiedice câmpurile electrice să pătrundă in plasmă. Această regiune este cunoscută sub numele de "strat". Dincolo de strat, densităţile particulelor respinse şi atrase sunt cuasiegale, iar câmpul electric este relativ slab [5]. Grosimea stratului este întotdeauna legată de parametrul numit lungime de ecranare Debye, care depinde de temperaturile şi densităţile diverselor specii de particule încărcate (vezi anexa 1). Raportul dintre raza sondei şi lungimea Debye este, de aceea, unul dintre factorii care guvernează forma distribuţiei de potenţial din jurul sondei. Întrucât fluxul particulelor atrase care ating sonda poate fi puternic influenţat de forma şi dimensiunile acestei distribuţii, raportul dintre raza sondei şi lungimea Debye are o puternică influenţă asupra curentului colectat [3-5].

O particulă încărcată, care ajunge sub influenţa sondei, nu este afectată, în general, doar de câmpul electric macroscopic din vecinătatea sondei, ci şi de efectul de împrăştiere la întâlnirea cu alte particule. Există, totuşi, o clasă de situaţii, de mare importanţă în aplicaţiile experimentale, în care o particulă va străbate, în medie, o distanţă egală cu mai multe diametre ale sondei, înainte de a fi deflectată de pe traiectoria ei (regimul "fără ciocniri"). De aceea, este o bună aproximaţie presupunerea că toate particulele se mişcă numai în lungul traiectoriilor "fără ciocniri", dar distribuţia lor iniţială după viteze, departe de sondă, este distribuţia Maxwell, care există normal când ciocnirile predomină [3].

Admiţând distribuţia maxwelliană a electronilor din plasmă, se poate utiliza expresia vitezei medii $\overline{v_e}$ a lor dată de teoria cinetică a gazelor, în care T_e reprezintă temperatura "gazului" electronic:

$$\overline{v_e} = \sqrt{\frac{8\,k\,T_e}{\pi\,m_e}} \qquad (1)$$

În această ipoteză, numărul de electroni care străbat în unitatea de timp unitatea de suprafaţă, în direcţia perpendiculară pe ea, este $\frac{n_e\,\overline{v_e}}{4}$ (electroni/(m^2·s)), unde n_e este concentraţia electronilor din plasmă. Densitatea curentului electronic într-o direcţie oarecare

va fi:

$$j_e = \frac{e\, n_e\, \overline{v_e}}{4} \qquad (2)$$

Aplicând sondei un potențial V retardant pentru electroni (negativând sonda față de plasmă), densitatea curentului electronic la sondă va fi

$$j_e = j_0 \cdot e^{\frac{-eV}{kT_e}} \qquad (3)$$

unde j_0 este densitatea curentului la limita strat-plasmă, iar j_e - densitatea lui la sondă.

Mărimea accesibilă experimental este intensitatea curentului "extras" din plasmă de către sondă. Acest curent poate fi ionic, electronic sau dat de ambele tipuri de purtători de sarcină, în funcție de potențialul V al sondei (față de plasmă, în care se mișcă haotic ambele tipuri de purtători) [4-6].

Experimentul

Se va determina temperatura electronilor din plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente într-un gaz la presiune joasă. În figura 3.3 este prezentat aranjamen-

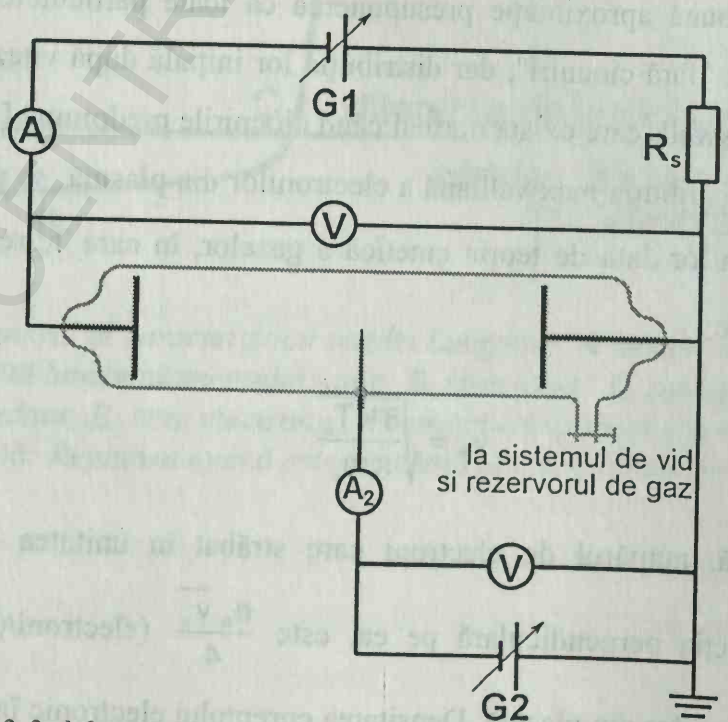


Figura 3.3. Montajul experimental pentru obținerea caracteristicii volt-amperice a sondei simple

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

tul experimental. Tubul de descărcare este prevăzut cu o sondă cilindrică din wolfram, de lungime $\ell_s = 3\,mm$ şi diametru $d = 0{,}25\,mm$. Generatorul G_1 de tensiune înaltă din circuitul de descărcare trebuie să poată asigura tensiunea maximă, în gol, de cel puţin 1500 - 2000 V, iar în sarcină să poată asigura curenţi de ordinul zecilor de mA la tensiuni de 400 - 500 V. Rezistenţa R_s este de ordinul a 10 kΩ. Generatorul G_2 din circuitul sondei trebuie să furnizeze o tensiune continuă, stabilizată, care poate fi variată între 0 şi aproximativ 300 V. Tensiunea $U_s = V_{sonda} - V_{anod}$ este variată prin intermediul unui montaj potenţiometric. Instrumentul A_2 este un galvanometru sau un microampermetru, care măsoară curentul "colectat" de sonda din plasma coloanei pozitive.

Se cuplează instalaţia de vid, după care se deschide robinetul pentru vidarea tubului de descărcare. Dacă se alege drept gaz de lucru aerul, se va stabili în tubul de descărcare o presiune de aproximativ 1 torr. Se cuplează generatorul G_2 şi se aplică sondei o tensiune, negativă faţă de anod, de aproximativ 150 V, pentru a nu expune sonda la un curent electronic prea intens, în momentul aprinderii descărcării. Se cuplează generatorul G_1 şi se măreşte tensiunea aplicată între cei doi electrozi până la străpungerea electrică a gazului. Se ajustează apoi presiunea gazului şi tensiunea de ardere a descărcării, astfel încât coloana pozitivă să fie omogenă (nestratificată), iar sonda să se afle în coloana pozitivă.

Se variază diferenţa de potenţial dintre sondă şi anod (V_s) şi se înregistrează intensitatea curentului de sondă. Se trasează caracteristica volt-amperică de sondă (figura 3.1 - [3]). Pentru calcularea temperaturii electronice, trebuie trasat, în reprezentare semilogaritmică, graficul intensităţii curentului electronic la sondă în funcţie de diferenţa de potenţial $V_{sonda} - V_{anod}$ (V_s). Curentul electronic la sondă este obţinut prin scăderea curentului ionic de saturaţie din curentul total colectat de sondă:

$$I_e = I_s + |I_i| \quad [7,8] \tag{4}$$

Curentul ionic de saturaţie este obţinut prin extrapolarea liniară ($I_i = a \cdot V_s + b$) sau neliniară ($I_i = a \cdot V_s^{\,b}$), la potenţialul spaţial, a părţii ionice a curentului total colectat de sondă [8]. În cazul în care nu se obţine saturaţia electronică (şi, deci, nu se cunoaşte potenţialul spaţial), extrapolarea se poate face, cu bună aproximaţie, la potenţialul flotant. Cu aceste precizări, ţinând seama de relaţia (4) şi înlocuind in (3) j_e (densitatea de curent electronic) cu I_e (curentul electronic la sondă), obţinem

$$\ln(I_e) = \text{const} - \frac{e}{kT_e} \cdot V_s \tag{5}$$

$$kT_e = \frac{dV_s}{d(\ln(I_s + |I_i|))} \cong \frac{\Delta V_s}{\Delta(\ln(I_s + |I_i|))} \tag{6}$$

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta(\ln(I_s + |I_i|))}{\Delta V_s}} = 11600 \cdot \frac{1}{\frac{\Delta(\ln(I_s + |I_i|))}{\Delta V_s}} \tag{7}$$

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

Prezentăm în continuare un exemplu de determinare a temperaturii electronilor într-o plasma de neon la presiunea de 2 torr. Curentul de descărcare a fost de 25 mA. A fost folosită o sondă cilindrică, cu lungimea de 3 mm şi diametrul de 0,5 mm. Rezultatele experimentale obținute sunt date în tabelul 3.1. În figura 3.4 este prezentată regiunea ionică a caracteristicii. Pentru determinarea curentului ionic de saturație s-a folosit extrapolarea liniară (datele din regiunea ionică a caracteristicii au fost fitate cu o dreaptă prin metoda celor mai mici pătrate). Prelucrarea regiunii electronice a caracteristicii este arătată în figura 3.5. Temperatura electronilor, obținută cu ajutorul sondei Langmuir, este de 29800 K.

Tabelul 3.1. Rezultatele experimentale.

V_s (V)	I_s (μA)	V_s (V)	I_s (μA)	V_s (V)	I_s (μA)	V_s (V)	I_s (μA)	V_s (V)	I_s (μA)	V_s (V)	I_s (μA)
-160	-40	-105	-22,9	-81	6,5	-75,5	152	-70	700	-64,5	1374
-155	-38,8	-100	-21,1	-80,5	10,6	-75	188,7	-69,5	752	-64	1450
-150	-37	-95	-19	-80	13,6	-74,5	224	-69	815	-63,5	1530
-145	-35,4	-90	-15,8	-79,5	21,6	-74	268	-68,5	878	-63	1589
-140	-34	-88	-13,6	-79	28,3	-73,5	298	-68	982	-62,5	1712
-135	-32,3	-86	-10,7	-78,5	33,3	-73	347	-67,5	1006	-62	1769
-130	-30,8	-84	-6,2	-78	46,9	-72,5	397	-67	1027	-61,5	1869
-125	-29,2	-83	-3,8	-77,5	59,3	-72	438	-66,5	1072		
-120	-27,7	-82,5	-1,7	-77	73	-71,5	494	-66	1130		
-115	-26	-82	-0,5	-76,5	96,5	-71	567	-65,5	1243		
-110	-24,5	-81,5	2,7	-76	126	-70,5	611	-65	1282		

BABEŞ-BOLYAI UNIVERSITY LIBRARY

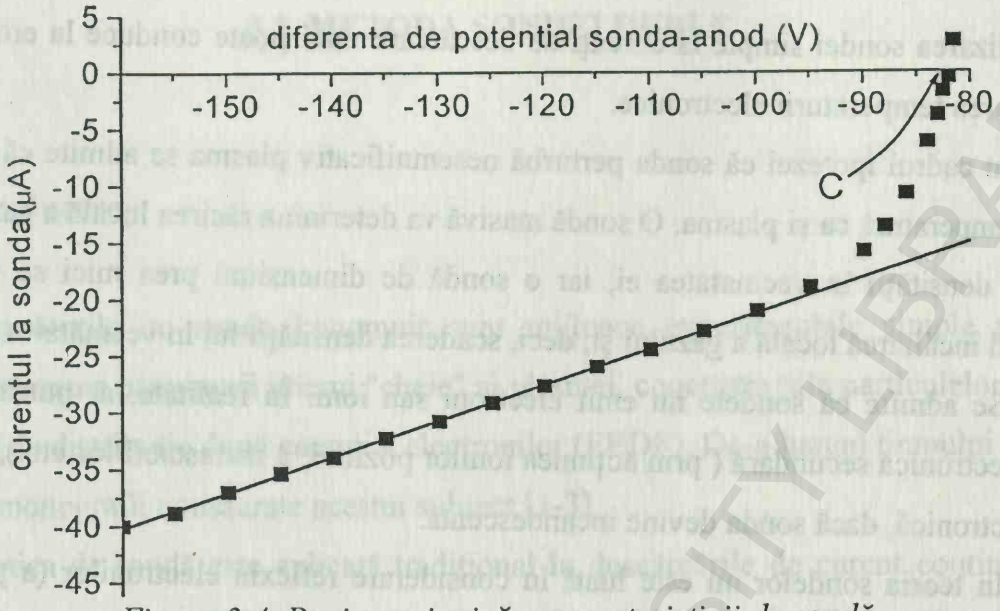


Figura 3.4. Regiunea ionică a caracteristicii de sondă. Abscisa punctului C este V_f (potențialul flotant).

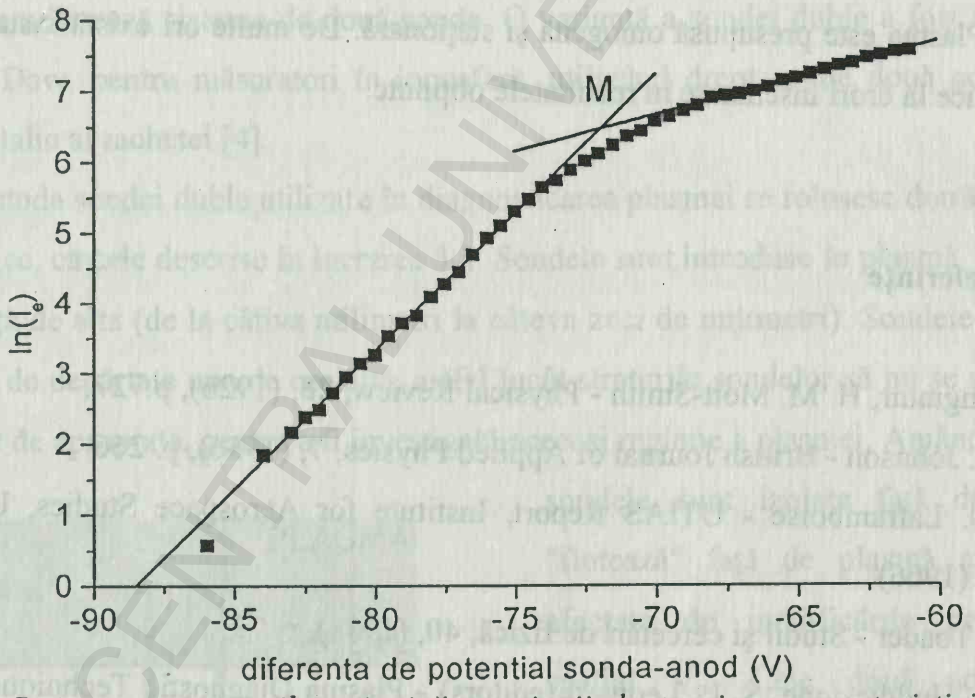


Figura 3.5. Reprezentarea semilogaritmică a regiunii electronice a caracteristicii de sondă. Abscisa punctului M este V_p (potențialul plasmei).

Observații

• Intensitatea curentului colectat de sondă trebuie să fie mult mai mică decât intensitatea curentului de descărcare, în caz contrar sonda ar deveni un al doilea anod, ceea ce ar conduce la perturbarea drastică a descărcării, dar şi la deteriorarea sondei. Pe de altă

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

parte, utilizarea sondei simple la curenți de descărcare mici poate conduce la erori mari în determinarea temperaturii electronice.

• In cadrul ipotezei că sonda perturbă nesemnificativ plasma se admite că sonda are aceeaşi temperatură ca şi plasma. O sondă masivă va determina răcirea locală a gazului, deci creşterea densității în vecinatatea ei, iar o sondă de dimensiuni prea mici se va încălzi, producind încălzirea locală a gazului şi, deci, scăderea densității lui în vecinătatea sondei.

• Se admite că sondele nu emit electroni sau ioni. În realitate, ar putea exista fie emisie electronică secundară (prin acțiunea ionilor pozitivi, a metastabililor etc.), fie emisie termoelectronică, dacă sonda devine incandescentă.

• In teoria sondelor nu este luată în considerare reflexia electronilor (a particulelor încărcate, în general) la suprafața sondelor, fenomen care ar afecta valoarea potențialului spațial.

• Plasma este presupusă omogenă şi staționară. De multe ori există instabilități, care pot conduce la erori însemnate în rezultatele obținute.

Referințe

[1]. I. Langmuir, H. M. Mott-Smith - Physical Review, 28, (1926), p.727

[2]. A. R. Johnson - British Journal of Applied Physics, 7, (1956), p. 266

[3]. J. G. Laframboise - UTIAS Report, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, (1966)

[4]. E. I. Toader - Studii şi cercetări de fizică, 40, (1988), p. 73

[5]. R. S. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, (1965)

[6]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, (1992)

[7]. A. Grill - Cold Plasma in Materials Fabrication, IEEE Press, New York (1994)

[8]. E. Barna, V. Covlea, H. Andrei, E. Toader - Fizika A, 9, (2000), p.87

BCU "SIGEN PAL UNIVERSITY LIBRARY

3.2. METODA SONDEI DUBLE

Introducere

Măsurătorile cu sonde Langmuir sunt mijloace experimentale simple şi eficace pentru a determina parametrii interni "cheie" ai plasmei, concentraţiile particulelor încărcate sau funcţia de distribuţie după energii a electronilor (EEDF). De-a lungul timpului au apărut mai multe monografii consacrate acestui subiect [1-3].

Tehnica de sondă este aplicată tradiţional în descărcările de curent continuu sau în "afterglow", dar şi în descărcările de radiofrecvenţă; metoda constituie un mijloc eficient de diagnosticare [2]. În multe aplicaţii, în cazul descărcărilor fără electrozi interiori în curent alternativ, se utilizează sisteme de două sonde. O variantă a sondei duble a fost folosită de Reifman şi Daw, pentru măsuratori în ionosferă, utilizând drept sonde două porţiuni din învelişul metalic al rachetei [4].

În metoda sondei duble utilizate în diagnosticarea plasmei se folosesc două sonde, de obicei identice, ca cele descrise în lucrarea 3.1. Sondele sunt introduse în plasmă, la distanţă mică una faţă de alta (de la câţiva milimetri la câteva zeci de milimetri). Sondele trebuie să fie suficient de depărtate una de cealaltă, astfel încât straturile sondelor să nu se suprapună, dar suficient de apropiate, pentru a fi investigată aceeaşi regiune a plasmei. Amândouă sondele sunt izolate faţă de pământ, "flotează" faţă de plasmă şi nu sunt afectate de modificările potenţialului spaţial V_p. Cele două sonde sunt conectate într-un circuit electric, ca cel din figura 3.6. Pentru reducerea pierderilor unui astfel de circuit "flotant", izolarea lui trebuie să fie foarte bună, astfel încât curenţii de scurgere să nu depăşească aproximativ 10^{-9} A.

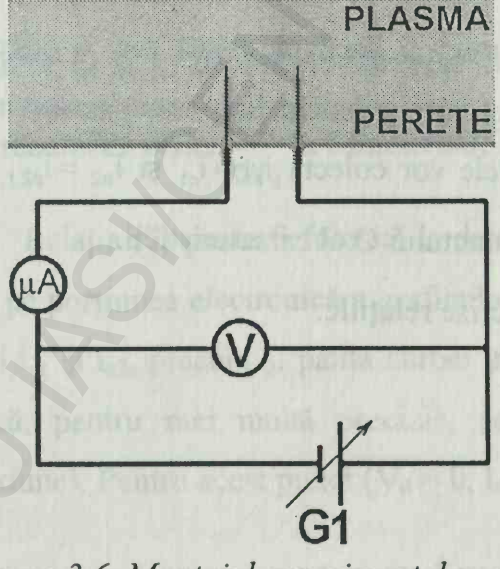


Figura 3.6. Montajul experimental pentru diagnosticarea plasmei cu sondă dublă. Sursa G_1 este o sursă cu polaritatea inversabilă.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Teoria

Metoda sondei duble se aplică în cadrul aceloraşi ipoteze ca şi metoda sondei simple. În plus, circuitul sondei duble satisface legea lui Kirchhoff pentru curenţii electronic şi ionic care străbat circuitul. În acest caz, se cere ca în orice moment curentul total (net) datorat electronilor şi ionilor pozitivi ce se îndreaptă din plasmă către sistemul celor două sonde să fie nul. Reprezentând grafic intensitatea curentului din circuitul sondelor (I_d) în funcţie de diferenţa de potenţial dintre cele două sonde (V_d), se obţine o curbă ca aceea din figura 3.7. Palierele X-Y si Z-W dau curenţii ionici la sonda S_1 (i_{p1}) şi la sonda S_2 (i_{p2}), în cazul ideal. Cazul real este descris de X-Y' si Z-W'. Pentru orice punct al caracteristicii este satisfăcută legea lui Kirchhoff. Cu notaţiile din figura 3.7,

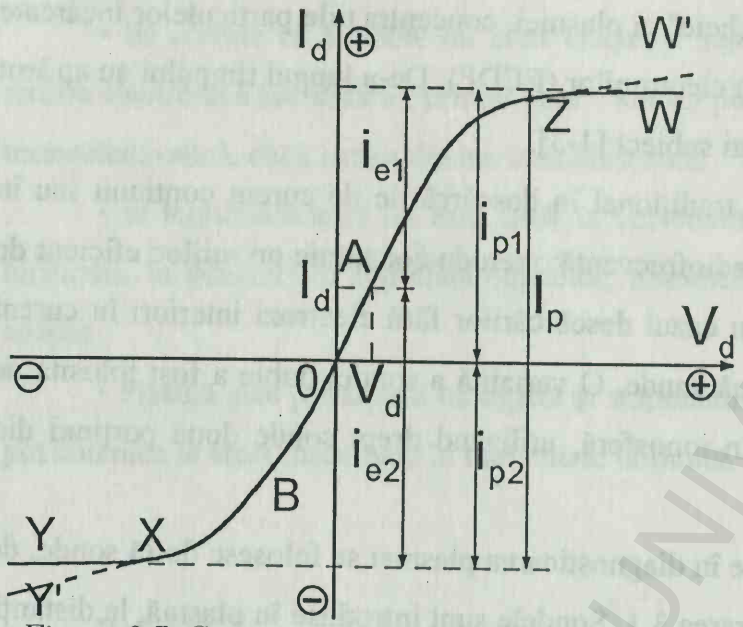


Figura 3.7. Caracteristica volt-amperică a sondei duble

$$i_{p1} - i_{e1} - I_d = i_{e2} - i_{p2} - I_d = 0 \qquad (1)$$

unde i_{e1} şi i_{e2} sunt curenţii electronici la sonde.

Dacă sondele sunt identice (au aceeaşi arie) şi dacă nu există nici o diferenţă de potenţial de contact şi nici o diferenţă de potenţial între punctele din plasmă corespunzătoare poziţiilor celor două sonde, adică $V_d = 0$, sondele vor colecta $i_{e1} = i_{p1}$ şi $i_{e2} = i_{p2}$, ceea ce conduce la $i_d = 0$. Această situaţie corespunde punctului O al caracteristicii.

Pentru punctul A al caracteristicii pot fi scrise relaţiile:

$$V_d = V_1 - V_2 \qquad (2)$$

(mărimile V_1 şi V_2 fiind luate în modul)

$$I_d = i_{p1} - i_{e1} = i_{e2} - i_{p2} \qquad (3)$$

$$i_{e1} + i_{e2} = i_{p1} + i_{p2} = I_d \qquad (4)$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde V_d şi I_d sunt măsurate cu instrumentele V şi A. Curentul ionic total apare ca o constantă pentru o plasmă dată (figura 3.7 şi (2)). În realitate acest curent nu rămâne constant, ci creşte cu creşterea valorii tensiunii V_d, din cauza creşterii grosimii stratului şi, deci, a suprafeţei de contact a acestui strat cu plasma. În consecinţă, la o densitate constantă a curentului ionic din plasmă, intensitatea acestui curent la sondă va creşte cu creşterea valorii absolute V_d (regiunile X-Y' şi Z-W').

Pentru determinarea temperaturii electronilor din plasmă, pornim de la relaţiile (2)-(4). Intensităţile curenţilor electronici i_{e1} şi i_{e2} care ajung la sonde sub controlul potenţialelor retardante V_1 şi V_2 ale sondelor (în raport cu plasma) sunt:

$$i_{e1} = A_1 \cdot j_{01} \cdot e^{\frac{eV_1}{kT_e}} \tag{5}$$

$$i_{e2} = A_2 \cdot j_{02} \cdot e^{\frac{eV_2}{kT_e}} \tag{6}$$

unde j_{01} şi j_{02} sunt densităţile curenţilor electronici la marginea fiecărui strat de perturbare A_1 şi A_2 ariile suprafeţelor ce delimitează aceste straturi (în general, foarte puţin diferite de ariile sondelor).

Prin derivarea acestor relaţii şi introducerea expresiilor derivatelor în relaţiile (2)-(4), se explicitează temperatura electronilor din plasmă (vezi Anexa 6):

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{i_{e1} \cdot i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \cdot \left(\frac{dI_d}{dv_d} \right)^{-1} \tag{7}$$

Deoarece i_{e1} şi i_{e2} depind de curentul măsurabil I_d, iar acesta este o funcţie de V_d (figura 3.7), rezultă că panta $\frac{dI_d}{dv_d}$ a caracteristicii $I_d = I_d(V_d)$ depinde de tensiunea V_d.

Relaţia (7) poate fi folosită la determinarea temperaturii T_e, luând un punct oarecare A de pe porţiunea electronică a graficului $I_d = I_d(V_d)$, pentru care se determină perechea de valori i_{e1} şi i_{e2}, precum şi panta curbei în acel punct. Dacă stabilirea pantei se face pe cale grafică, pentru mai multă precizie, se alege punctul O al caracteristicii (punctul de inflexiune). Pentru acest punct ($V_d = 0$, $I_d = 0$),

$$\begin{aligned} (i_{p1} - i_{e1})_0 &= 0 \\ (i_{e2} - i_{p2})_0 &= 0 \end{aligned} \tag{8}$$

astfel încât

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{(i_{p1})_0 \cdot (i_{p2})_0}{(i_{p1})_0 + (i_{p2})_0} \cdot \frac{1}{\left(\frac{dI_d}{dv_d}\right)_0} \qquad (9)$$

Figura 3.8 explicitează modul de determinare pe cale grafică a pantei şi a curenţilor ionici.

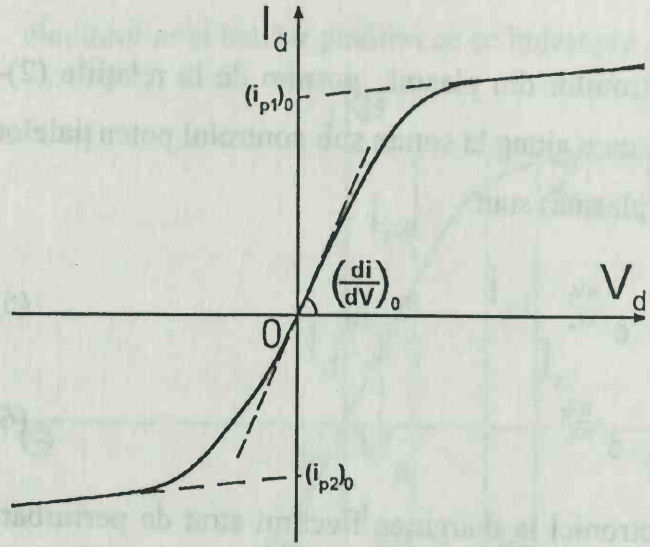


Figura 3.8. Determinarea pantei şi a curenţilor ionici în punctul de inflexiune O

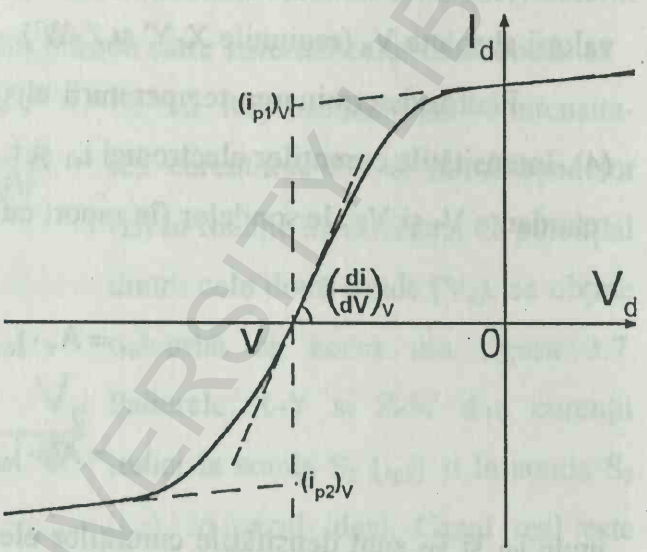


Figura 3.9. Translatarea caracteristicii de sondă datorită existenţei, în plasmă, a unei diferenţe de potenţial U_0

Observaţie

• În cazul existenţei unei diferenţe de potenţial U_0 între cele două puncte din plasmă în care au fost introduse sondele, caracteristica volt-amperică va fi "translatată" faţă de cea prezentată în figura 3.7, cu valoarea U_0 (figura 3.9). U_0 poate fi folosită la determinarea câmpului electric local în zona în care sunt plasate cele două sonde (lucrarea 2.2.2).

Experimentul

Se va studia plasma coloanei pozitive a unei descărcări electrice în gaze la joasă presiune. Se recomandă utilizarea ca gaz de lucru a neonului sau a argonului, dar experimentul poate fi efectuat şi cu aer sau un alt gaz la joasă presiune. Presiunea gazului trebuie să fie de aproximativ 1 torr, iar intensitatea curentului de descărcare trebuie să fie stabilită la o valoare cuprinsă între 20 şi 30 mA.

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

După realizarea montajului experimental prezentat în figura 3.6, se aprinde descărcarea în tubul prevăzut cu cele două sonde şi se stabilesc parametrii doriți. Se trasează caracteristica volt-amperică de sondă dublă începând cu una dintre zonele ionice ale caracteristicii. Tensiunea va fi variată din 2 V în 2 V. În apropierea punctului în care $I_d = 0$ μA, pasul va fi redus la 0,5 V. După obținerea caracteristicii de sondă, se va determina temperatura electronilor, conform relației (8).

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

In continuare este prezentat un exemplu de prelucrare a unor date experimentale obtinute intr-o plasma de Ne la 2 torr. Curentul de descărcare a fost de 20 mA. Au fost folosite două sonde cilindrice, cu lungimea de 3 mm şi diametrul de 0,5 mm. În tabelul 3.2 sunt prezentate datele experimentale. În figura 3.10 este prezentată caracteristica volt-amperică de sondă dublă şi fitările regiunilor de saturație ionică. Pentru determinarea curenților ionici de saturație s-a folosit extrapolarea liniară. Temperatura electronică, calculată pornind de la aceste date experimentale este de 28200 K.

Tabelul 3.2. Datele experimentale.

V_d (V)	I_d (μA)	V_d (V)	I_d (μA)	V_d (V)	I_d (μA)	V_d (V)	I_d (μA)	V_d (V)	I_d (μA)
-60	-33,6	-30	-20,5	-6	-3,6	6	15,6	36	25,1
-58	-32,6	-28	-19,6	-5,5	-2,8	8	16,5	38	25,6
-56	-32	-26	-18,9	-5	-2,1	10	17,3	40	26,2
-54	-30,6	-24	-18	-4,5	-0,5	12	18,1	42	26,8
-52	-29,9	-22	-17,3	-4	0,5	14	18,7	44	27,3
-50	-29,1	-20	-16,5	-3,5	2	16	19,3	46	27,9
-48	-28,2	-18	-15,7	-3	3	18	19,8	48	28,5
-46	-27,3	-16	-14,9	-2,5	4,2	20	20,4	50	29,1
-44	-26,5	-14	-14	-2	5,5	22	21	52	29,8
-42	-25,5	-12	-12,6	-1,5	6,5	24	21,5	54	30,6
-40	-24,8	-10	-10,8	-1	7,4	26	22,2	56	31,4
-38	-23,7	-8	-8	-0,5	8,7	28	22,8	58	32,2
-36	-22,9	-7,5	-7,2	0	10,1	30	23,3	60	33
-34	-22	-7	-6,2	2	12	32	23,9		
-32	-21,3	-6,5	-5	4	14	34	24,5		

BCU TRANSILVANIA UNIVERSITY LIBRARY

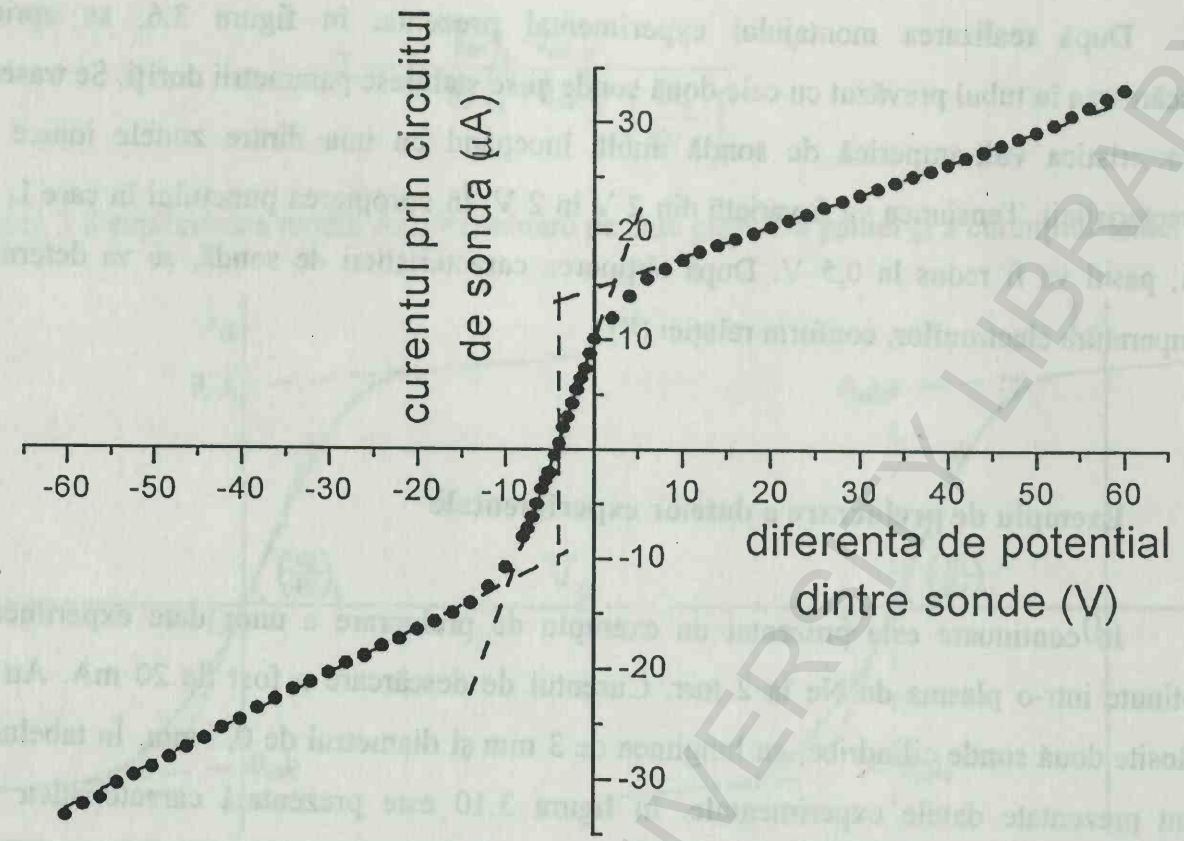


Figura 3.10. Caracteristica volt-amperică de sondă dublă

Referințe

1. J. D.Swift, M. J. R. Schwarr - Electrical Probes for Plasma Diagnostics, ILIFFE, London, 1970

2. C. J. Chen in R. H. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

3. B. E. Cherrington - Plasma Chem. Plasma Proc., 2, 113, 1982

4. E. O. Johnson, L. Malter - Measurements in Gas Discharges, Clarendon Press, 1960

5. E. O. Johnson, L. Malter - Physical Review, 76, (1949), p.1411

6. E. O. Johnson, L. Malter - Physical Review, 80, (1950), p.58

7. A. Reifman, W. G. Daw - Physical Review, 76, (1949), p.987

8. K. Yamamoto, T. Okuda - Journal of Physical Society of Japan, 11, (1956), p.57

9. A. Grill - Cold Plasma in Materials Fabrication, IEEE Press, New York, 1994

10. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate – Lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, 1992

BCU MAGHERAL UNIVERSITY LIBRARY

3.3. ÎNREGISTRAREA ELECTRONICĂ A CARACTERISTICII SONDEI LANGMUIR

Introducere

Înregistrarea punct cu punct a caracteristicii volt-amperice a sondei Langmuir necesită un volum mare de muncă şi un timp lung (timp în care parametrii plasmei se pot modifica substanţial). Din acest motiv au fost dezvoltate tehnici de achiziţie a datelor şi de procesare a lor "în timp real". Principial, o astfel de metodă constă în aplicarea unei tensiuni alternative, de frecvenţă constantă pe baza de timp (intrarea "X") a unui osciloscop, iar pe intrarea "Y" aplicarea unei tensiuni de aceeaşi frecvenţă, dar proporţională cu logaritmul curentului de sondă. Dispozitivele de logaritmare a curenţilor într-un interval de intensităţi de trei - patru ordine de mărime nu sunt întotdeauna simplu de realizat, în condiţiile cerute de circuitul sondei aflate în contact cu plasma [1]. În cele ce urmează se va obţine logaritmarea curentului cu o diodă semiconductoare.

Experimentul

În figura 3.11 este prezentată schema dispozitivului experimental [2,3]. Tubul de descărcare are lungimea de 40 cm şi diametrul de 4 cm. El este prevăzut cu o sondă Langmuir cilindrică din wolfram de diametru 0,25 mm, poziţionată astfel încât să se afle în coloana pozitivă a unei descărcări luminescente în aer sau într-un alt gaz dat. Circuitul de descărcare este format din sursa de înaltă tensiune G_1 şi rezistenţa de sarcină R_s; curentul de descărcare este monitorizat cu ajutorul unui miliampermetru. G_2 este o sursă de tensiune continuă de aproximativ 150 V, tensiune care este stabilizată cu ajutorul diodelor Zener D_3 şi D_4 (PL 36). Rezistorul R_1 (R_1 = 100 Ω) este folosit ca limitator de curent (curentul prin el este de circa 50 mA pentru U_{G2} = 150 V) iar condensatorul C_1 (C_1 = 22 nF) asigură o cale de impedanţă scazută către masă pentru eventualele oscilaţii de radiofrecvenţă. Diodele Zener D_3 şi D_4 sunt alese astfel încât tensiunea stabilizată obţinută la bornele lor să fie aproximativ egală cu potenţialul flotant în punctul în care este introdusă sonda. Sursa G_3 furnizează

BCU "ASACHI" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

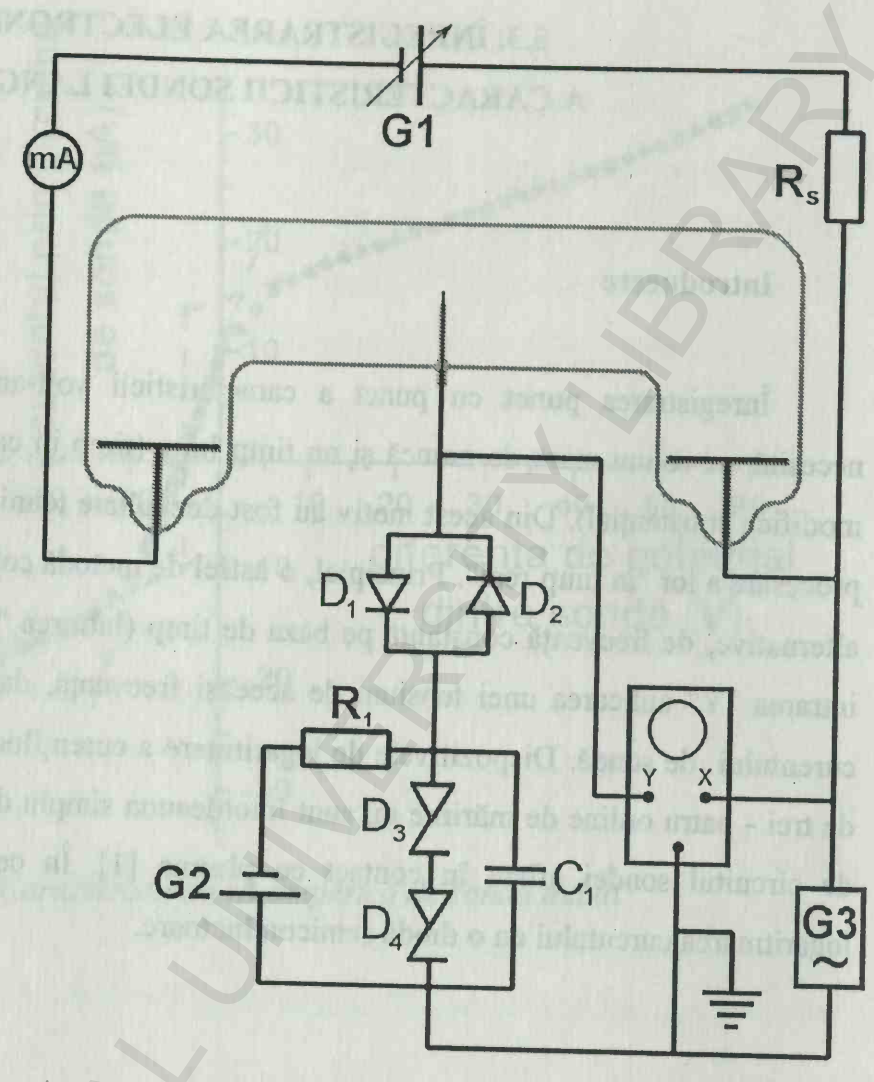


Figura 3.11. Montajul experimental folosit la înregistrarea osciloscopică a caracteristicii volt-amperice de sondă simplă.

tensiunea alternativă necesară pentru înregistrarea caracteristicii de sondă. Frecvența acestei tensiuni alternative este cuprinsă în domeniul [30 Hz, 300 Hz] iar amplitudinea oscilației este de circa 10 V. Diodele semiconductoare D_1 si D_2 (D7G) dau o dependență liniară între logaritmul curentului şi tensiunea de pe diodă care se conservă destul de bine în limitele a trei ordine de mărime pentru intensitatea curentului. Dioda D_1 serveşte la înregistrarea regiunii electronice a caracteristicii volt-amperice de sondă, în timp ce dioda D_2 este folosită la înregistrarea regiunii ionice.

Aşa cum se observă în figura 3.11, pentru "pilotarea" pe axa "X" a spotului osciloscopului este folosită tensiunea alternativă furnizată de G_3. Pe intrarea "Y" a osciloscopului este aplicată o tensiune proporțională cu logaritmul curentului care trece prin sondă. Astfel, spotul va trasa pe ecranul osciloscopului o parte a caracteristicii volt-amperice de sondă, direct în reprezentare semilogaritmică.

După ce în prealabil s-a etalonat osciloscopul, folosind coeficientul unghiular al diodei (cunoscut din măsuratori anterioare) şi reglând sensibilitatea osciloscopului pe

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

canalele x şi y, se determină panta porţiunii liniare a curbei afişate pe ecran şi se calculează temperatura electronilor, cu ajutorul relaţiei:

$$T_e(K) \cong \frac{11600}{\Delta_2/\Delta_1} \qquad (1)$$

unde Δ_2 reprezintă variaţia ordonatei (exprimată în logaritmul natural al curentului de sondă), corespunzatoare unei variaţii Δ_1 a abscisei exprimată în volţi.

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

S-a folosit un tub de descărcare umplut cu un amestec de neon având presiunea de 2 torr; curentul de descărcare a fost de 20 mA. Folosind o sondă plană cu diametrul de 1,5 mm, s-a obţinut caracteristica volt-amperică prezentată în figura 3.12. Calcularea temperaturii electronice s-a făcut folosind relaţia (1) şi a condus la valoarea $T_e = 32400\,K$. Cele două marcaje de pe figură precizează regiunea din care s-a calculat temperatura electronică.

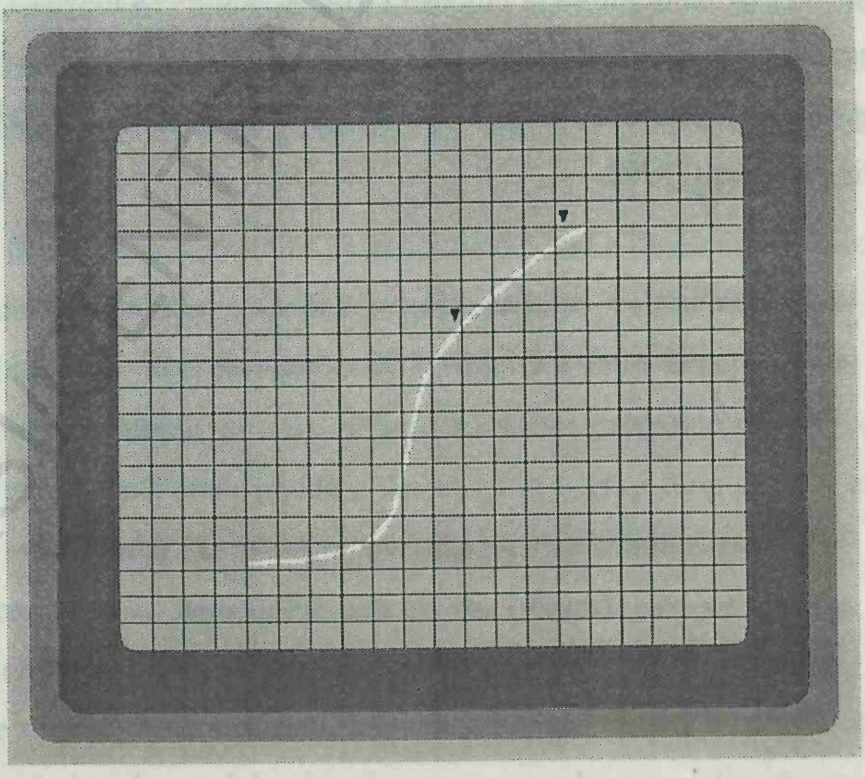


Figura 3.12. Reprezentarea semilogaritmică a caracteristicii volt-amperice de sondă, aşa cum este ea obţinută pe ecranul osciloscopului.

BCU IAŞI UNIVERSITY LIBRARY

Observații

• Tensiunea stabilizată culeasă de pe bornele perechii de diode D_3 şi D_4 stabileşte ce porțiune din caracteristica volt-amperică de sondă este reprezentată pe ecranul osciloscopului. În cazul în care intervalul [$V_{flotant}$ - 10 V, $V_{flotant}$ + 10 V] oferit de generatoarele G_2 şi G_3 nu este suficient, se recurge fie la înlocuirea perechii de diode D_3 şi D_4 (şi deci la mutarea centrului intervalului de scanat), fie la mărirea amplitudinii tensiunii alternative furnizate de G_3.

• Pentru determinarea cu mai mare precizie a temperaturii electronilor, la calcularea mărimii Δ_2 trebuie luat în considerare doar curentul electronic (vezi lucrarea 3.1).

• Intensitatea curentului de descărcare trebuie să fie suficient de mare, astfel încât curentul extras de sondă să reprezinte doar o mică "perturbație", adică $i_{sonda} < \frac{i_{descarcare}}{10}$.

Referinte

[1]. A. R. Johnoson - British Journal of Applied Physics, 7, (1956), p.266

[2]. G. Stefănescu, M. Hotăranu, C. Biloiu, V. Covlea - Optoelectronica, 3, 3, (1995), p.5

[3]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, 1992

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3.4. PRELUCRAREA DIGITALĂ A CARACTERISTICII SONDEI LANGMUIR

Teoria

Temperatura electronilor poate fi determinată nu numai folosind teoria Langmuir a sondei simple ci şi printr-o teorie [1] care poate folosi suportul de prelucrare numerică de care beneficiază în acest moment fizica. Metoda descrisă în continuare foloseşte fitarea caracteristicii volt-amperice de sondă prin metoda celor mai mici pătrate.

În 1930, Druyvesteyn [1] a arătat că funcţia de distribuţie după energii a electronilor (EEDF) este proporţională cu derivata a doua a curentului electronic la sondă:

$$EEDF(\varepsilon)\Big|_{\varepsilon=eV_p} = \left(\frac{4}{A_p \cdot e^2}\right)\cdot\left(\frac{m_e \cdot V_p}{2e}\right)^{1/2} \cdot \frac{d^2 I_e}{dV_p{}^2} \qquad (1)$$

Pornind de la această observaţie s-au dezvoltat dispozitive analogice de prelucrare a caracteristicii volt-amperice de sondă astfel încât, pe ecranul unui osciloscop, se obţinea direct EEDF. Determinarea temperaturii electronice pornind de la EEDF prezintă avantajul de a oferi o valoare corectă a temperaturii electronice, atât în cazul plasmelor în care EEDF este Maxwelliană, cât şi în cazul plasmelor în care EEDF are o altă formă (Druyvesteyn, magnetică etc.).

Recent, dezvoltarea sistemelor de achiziţie de date a determinat realizarea de metode numerice de dublă derivare numerică a caracteristicii volt-amperice de sondă. Aceste sisteme de achiziţie de date funcţionează ca interfeţe între experiment şi programele de prelucrare a datelor. Rutinele pe care se bazează aceste programe trebuie concepute în aşa fel încât să asigure o prelucrare rapidă a datelor şi în acelaşi timp să facă un număr minim de aproximaţii şi trunchieri ale relaţiilor analitice pe care le înlocuiesc.

O caracteristică a semnalelor extrase din plasmă este că acestea conţin zgomot datorat caracterului statistic al fenomenelor care au loc în plasmă. De asemenea, particularităţile de natură experimentală (surse de înaltă tensiune insuficient filtrate, brum electromagnetic indus de reţelele electrice etc) pot aduce un plus de zgomot la intrarea sistemelor de achiziţie de date. Este, deci, necesar ca rutinele de prelucrare a datelor să fie

BCU INSTITUTUL CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

capabile să elimine zgomotul care se suprapune datelor.

De multe ori este imposibilă satisfacerea simultană a condițiilor precizate mai înainte. O asemenea situație este cea întâlnită aici: cea a calculării derivatei unei funcții definite prin valori numerice pe un set de puncte $\{(X^i, Y^i)\}$, $i = 1...n$. Datorită faptului că operația de derivare are ca scop punerea în evidență a vitezei de variație a unei mărimi fizice, rezultă faptul că derivata unei funcții date prin valori numerice pe un set de puncte, înregistrată în prezența unui zgomot, va fi foarte depărtată de derivata aceleiași funcții, înregistrate în absența zgomotului. În cazul în care avem de-a face cu zgomot alb, este posibilă prelucrarea preliminară a datelor cu ajutorul unei rutine de netezire pentru a elimina zgomotul care însoțește datele. Totuși, aplicarea unei asemenea proceduri poate duce la alterarea unor detalii ale funcției pe care vrem să o determinăm. Pentru a reduce distorsionarea pe care o introduce prelucrarea numerică asupra datelor, se poate realiza o cuplare între operația de netezire și o altă operație, astfel încât cele două operații să fie efectuate în cadrul aceluiași pas de calcul. Procedeul de dublă derivare numerică descris în continuare efectuează simultan operația de netezire și cea de dublă derivare.

Să luăm o descărcare de curent continuu (I_d = 25 mA) în neon la presiunea de 1 torr. Caracteristica volt-amperică de sondă dată în coloanele V_p (V) și I_p (μA) ale tabelului 3.3 a fost obținută în plasma coloanei pozitive cu o sondă cilindrică având diametrul de 0.5 mm și lungimea de 3 mm. Determinăm curentul ionic de saturație folosind procedeul descris în lucrarea 3.1. (I_{+sat} = -12.9 μA) și îl scădem din I_p (μA), obținând curentul electronic la sondă (coloana I_e (μA)). Teoria Langmuir a sondei simple ne oferă pentru temperatura electronică valoarea T_e = 28900 K. Această valoare va fi comparată cu cea obținută din prelucrarea EEDF. Se poate observa că logaritmul curentului electronic este bine aproximat de o dreaptă, ceea ce înseamnă că I_e crește exponențial și deci EEDF este maxwelliană. Această regiune se sfârșește în punctul în care toate particulele încărcate, indiferent de semnul sarcinii lor, difuzează liber către sondă, adică în punctul în care sonda se găsește la același potențial ca și plasma. În aceeași reprezentare semilogaritmică se vede că regiunea de saturație electronică are panta mult mai mică decât cea a regiunii de creștere a curentului electronic (teoretic ea este nulă). Abaterea de la "saturație" este datorată expansiunii stratului de sarcină spațială. Într-o primă aproximație și această regiune poate fi considerată ca fiind descrisă de o dreaptă. Punctul de racord al celor două regiuni este un punct de inflexiune al graficului, adică o trecere prin zero a derivatei a doua. Prin urmare, determina-

Tabelul 3.3. Datele privind caracteristica volt-amperică de sondă şi dubla derivată

V_p (V)	I_p (μA)	I_e (μA)	$\frac{d^2I_e}{dV_p^2}$ (m=1)	$\frac{d^2I_e}{dV_p^2}$ (m=4)	V_p (V)	I_p (μA)	I_e (μA)	$\frac{d^2I_e}{dV_p^2}$ (m=1)	$\frac{d^2I_e}{dV_p^2}$ (m=4)
-160	-41,1	-28,2			-78	43,1	56,0	12	10,01
-155	-39,4	-26,5	0		-77,5	56,3	69,2	8,4	11,68
-150	-37,8	-24,9	0		-77	71,6	84,5	22	14,62
-145	-36,1	-23,2	0		-76,5	92,4	105,3	9,2	17,48
-140	-34,5	-21,6	-0,01	0	-76	115,5	128,4	15,6	21,18
-135	-33,2	-20,3	0,03	0	-75,5	142,5	155,4	39,2	25,74
-130	-31,2	-18,3	-0,03	0	-75	179,3	192,2	15,6	27,47
-125	-29,9	-17,0	0,01	0	-74,5	220	232,9	45,2	28
-120	-28,3	-15,4	0	0	-74	272	284,9	40	27,5
-115	-26,7	-13,8	0,01	0	-73,5	334	346,9	-8	26,79
-110	-24,9	-12,0	-0,01	0	-73	394	406,9	36	25,26
-105	-23,4	-10,5	0	0	-72,5	463	475,9	36	22,56
-100	-21,9	-9,0	0,01	0	-72	541	553,9	28	14,1
-95	-20,2	-7,3	0,02	0,01	-71,5	626	638,9	0	-1,25
-90	-18,1	-5,2	-0,15	0,01	-71	711	723,9	16	-16,58
-89,5	-18,1	-5,2	1,6	0,02	-70,5	800	812,9	-92	-25,31
-89	-17,7	-4,8	1,2	0,04	-70	866	878,9	-72	-25,14
-88,5	-17	-4,1	-2,8	0,09	-69,5	914	926,9	28	-15,72
-88	-17	-4,1	2,4	0,18	-69	969	981,9	0	-6,09
-87,5	-16,4	-3,5	-0,8	0,15	-68,5	1024	1036,9	12	2,64
-87	-16	-3,1	-0,1	0,25	-68	1082	1094,9	36	5,34
-86,5	-15,6	-2,7	1,6	0,38	-67,5	1149	1161,9	-56	-0,12
-86	-14,8	-1,9	-0,8	0,35	-67	1202	1214,9	20	-0,7
-85,5	-14,2	-1,3	0,8	0,46	-66,5	1260	1272,9	28	-4,25
-85	-13,4	-0,5	0,8	0,55	-66	1325	1337,9	-72	-4,54
-84,5	-12,4	0,5	-0,1	0,69	-65,5	1372	1384,9	76	0,79
-84	-11,4	1,5	1,2	0,91	-65	1438	1450,9	-84	-2,09
-83,5	-10,1	2,8	1,2	1,09	-64,5	1483	1495,9	48	1,61
-83	-8,5	4,4	1,2	1,36	-64	1540	1552,9	52	7,77
-82,5	-6,6	6,3	1,6	1,68	-63,5	1610	1622,9	-116	1,43
-82	-4,3	8,6	1,6	2,02	-63	1651	1663,9	120	4,4
-81,5	-1,6	11,3	2,8	2,38	-62,5	1722	1734,9	4	-2,77
-81	1,8	14,7	2,8	2,94	-62	1794	1806,9	-148	-5,45
-80,5	5,9	18,8	3,2	3,66	-61,5	1829	1841,9	172	
-80	10,8	23,7	3,2	4,36	-61	1907	1919,9	-148	
-79,5	16,5	29,4	6,8	5,33	-60,5	1948	1960,9	52	
-79	23,9	36,8	6,4	6,42	-60	2002	2014,9		
-78,5	32,9	45,8	4,8	8,22					

rea trecerii prin zero a derivatei a doua a I_e ca funcție de V_e, ne dă o valoare mai exactă a

potențialului plasmei decât metoda descrisă în lucrarea 2.2. Totuşi trebuie să luăm în considerație existența zgomotului: acesta poate avea ca efect deplasarea trecerii prin zero a derivatei a doua cu până la 1 V.

În acest moment soluția evidentă pentru calcularea EEDF este fitarea I_e cu o funcție şi apoi calcularea derivatei a doua a acesteia. Această procedură asigură netezirea datelor experimentale şi, simultan, oferă derivata a doua a I_e necesară calcularii EEDF. Totuşi, fitarea cu o singură funcție, fie ea şi o funcție polinomială de grad mare $\left(\sum_{i=1}^{n} a_i \cdot x^i, n \sim 6\right)$ prezintă inconvenientul că fie va netezi prea mult curba, deci va deplasa potențialul plasmei şi va distorsiona EEDF (n prea mic), fie va urmări prea fidel zgomotul cuprins în datele experimentale şi va genera variații abrupte ale EEDF (n mare). Aceleaşi variații abrupte în EEDF apar şi dacă se înlocuieşte fitarea datelor cu interpolarea cu funcții spline.

Metoda prezentată aici [2,3] constă în fitarea pe porțiuni mici a I_e cu o funcție de gradul doi, $f(x) = a \cdot x^2 + b \cdot x + c$. În acest caz, derivata a doua a I_e în punctul V_p^j va fi egală cu 2·a, unde a, b, c sunt obținuți din fitarea punctelor $\left\{\left(V_p^{j-m}, I_e^{j-m}\right),\ldots,\left(V_p^{j}, I_e^{j}\right),\ldots,\left(V_p^{j+m}, I_e^{j+m}\right)\right\}$. Numărul m precizează pe câte puncte aflate la stânga şi la dreapta lui $\left(V_p^j, I_e^j\right)$ se va face fitarea. Dacă se alege un m prea mic, atunci zgomotul va influența prea mult derivata a doua, ducând-o uneori la valori negative, aşa cum se vede în tabelul 3.3. Dacă se alege un m prea mare, atunci datele experimentale vor fi puternic netezite, iar detaliile care se întind pe mai puțin de m puncte vor fi pierdute. Se observă că prin aceasta metodă se poate calcula derivata a doua doar în punctele $\left\{\left(V_p^{m+1}, I_e^{m+1}\right),\ldots,\left(V_p^{n-m}, I_e^{n-m}\right)\right\}$.

Pentru a trece de la derivata a doua a I_e la EEDF (tabelată în unități arbitrare) este necesar ca fiecare punct $\frac{d^2 I_e}{dV_p^2}^j$ să fie multiplicat cu $\sqrt{V_p^j}$. Efectuând această operație asupra setului de date obținut mai înainte, rezultă datele prezentate în tabelul 3.4. Valoarea EEDF pentru ε = 0 eV este obținută din derivata a doua a I_e calculată în punctul V_p = 72 V. Valoarea EEDF pentru ε = 18 eV este obținută din derivata a doua a I_e calculată în punctul V_p = 90 V. În figura 3.13 este reprezentată EEDF calculată pentru m=1 precum şi EEDF Maxwelliană corespunzatoare T_e determinate prin teoria Langmuir a sondei simple.

Programul folosit pentru calcularea EEDF pornind de la caracteristica volt-amperică

de sondă este listat în anexa 9, cu comentarii. Am ales limbajul BASIC pentru că oferă o scriere compactă a programului şi este cel mai puţin criptic.

Tabelul 3.4. EEDF calculată pornind de la datele din tabelul 3.3. Ultima coloană conţine puncte aparţinând EEDF Maxwelliene corespunzatoare T_e = 2.5 eV

ε (eV)	EEDF (u.a.) (m=1)	EEDF (u.a.) (m=4)	EEDF Maxw. (2.5 eV)
18	---	0.05	0.35
17.5	6.69	0.08	0.42
17	4.95	0.17	0.51
16.5	---	0.35	0.61
16	9.60	0.70	0.74
15.5	---	0.61	0.88
15	0	0.98	1.06
14.5	6.09	1.46	1.28
14	---	1.33	1.53
13.5	2.94	1.71	1.84
13	2.88	1.99	2.2
12.5	0	2.43	2.64
12	4.16	3.16	3.16
11.5	4.07	3.70	3.77
11	3.98	4.50	4.51
10.5	5.18	5.44	5.38
10	5.06	6.37	6.41
9.5	8.63	7.35	7.63
9	8.40	8.82	9.07

ε (eV)	EEDF (u.a.) (m=1)	EEDF (u.a.) (m=4)	EEDF Maxw. (2.5 eV)
8.5	9.33	10.66	10.77
8	9.05	12.32	12.76
7.5	18.62	14.60	15.09
7	16.93	16.99	17.81
6.5	12.24	20.97	20.96
6	29.39	24.52	24.59
5.5	19.70	27.40	28.76
5	49.19	32.69	33.49
4.5	19.52	37.08	38.81
4	31.20	42.36	44.69
3.5	73.34	48.15	51.06
3	27.02	47.58	57.74
2.5	71.47	44.27	64.38
2	56.57	38.89	70.33
1.5	---	32.81	74.39
1	36.00	25.26	74.19
0.5	25.46	15.95	64.08
0	0	0	0

În figura 3.14 este reprezentată EEDF calculată pentru m=4 precum şi EEDF Maxwelliană, corespunzatoare T_e determinate prin teoria Langmuir a sondei simple. Se observă că cele două curbe se suprapun pe o porţiune mare a domeniului de energii care poate fi reprezentat. Dreapta trasată la ε = 15 eV este limita superioară a intervalului pe care se poate reprezenta EEDF calculată (vezi observaţiile).

Experimentul

Pentru o plasmă de neon sau argon (vezi montajul experimental de la lucrarea 3.1), se înregistrează caracteristici voltamperice de sondă pentru câţiva curenţi de descărcare. Pentru obţinerea EEDF este necesar un mare număr de puncte experimentale, deci, înregistrarea

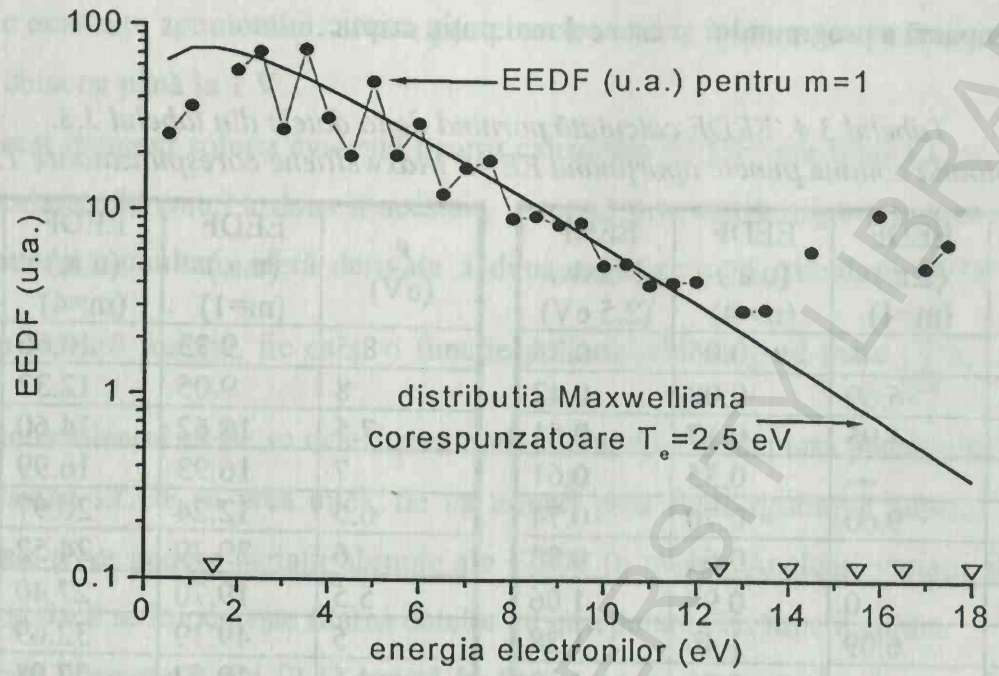


Figura 3.13. EEDF calculată cu programul din anexa 9 pentru m=1.
Simbolurile ∇ marcheaza punctele in care $\frac{d^2I_e}{dV_p^2}$ *a luat valori negative.*

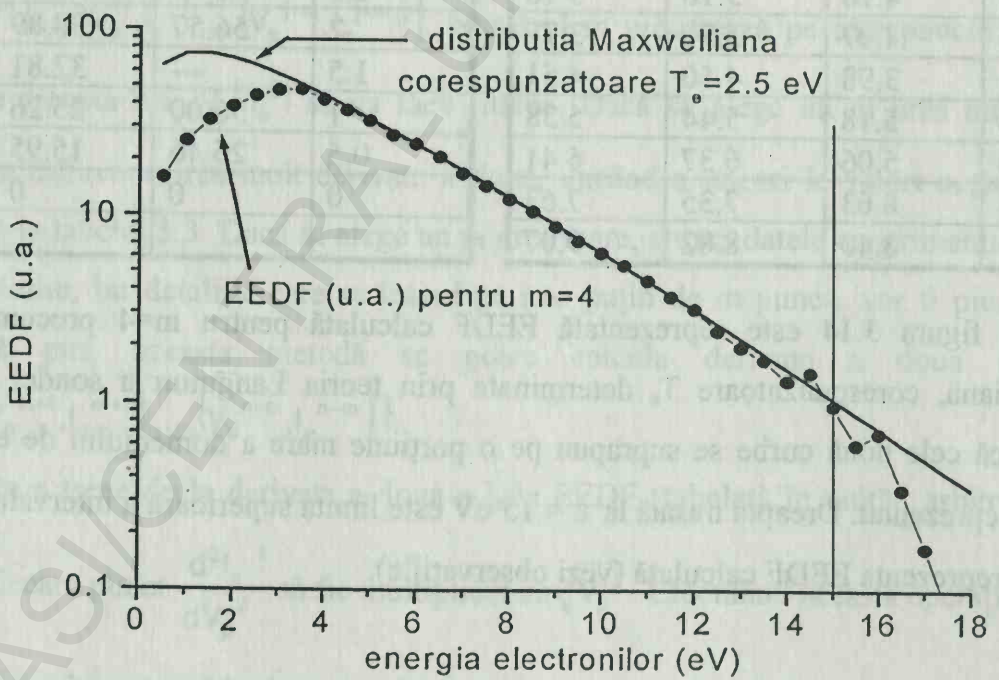


Figura 3.14. EEDF calculată cu programul din anexa 9 pentru m=4.
Despre punctele aflate la dreapta lui ε = 15 eV nu se poate afirma că reprezinta EEDF.

caracteristicii voltamperice trebuie făcută folosind un pas de 0,5 V. La calcularea EEDF se va urmări minimizarea lui m şi în acelaşi timp o bună netezire a funcţiei de distribuţie.

După determinarea EEDF, următorul pas este fitarea unei porţiuni, alese de utilizator,

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

din EEDF cu o distribuție cunscută: Maxwell, Druyvesteyn etc. În cazul unei EEDF de tip Maxwellian, temperatura electronilor rezultă în mod natural, ca parametru al curbei cu care se fitează. În cazul unei EEDF de tip Druyvesteyn, temperatura electronilor este definită ca fiind acea temperatură căreia îi corespunde o energie termică egală cu energia medie, așa cum este ea definită în cazul distribuției Druyvesteyn.

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

Prin fitarea datelor prezentate în coloana EEDF (m=4) din tabelul 3.4 cu o funcție de distribuție Maxwelliană, se obține pentru temperatura electronilor valoarea T_e = 2.5 eV ≅ 29000 K. Această valoare este foarte apropiată de T_e = 28900 K, valoare obținută prin prelucrarea caracteristicii de sondă cu teoria Langmuir (vezi lucrarea 3.3.2). În figura 3.14 este prezentată funcția de distribuție obținută prin dubla derivare a caracteristicii de sondă și funcția de distribuție Maxwelliană care fitează datele.

Observații

• Deși, tehnic vorbind, derivatele curentului electronic (I_e) și ale curentului net la sondă (I_p) sunt egale, este preferată obținerea EEDF din curentul electronic (I_e). Aceasta deoarece trecerea prin zero a curentului electronic (I_e) este considerată limita superioară a intervalului de energii pe care putem reprezenta EEDF. În practică, calcularea derivatei a doua se face pentru întregul set de date experimentale, iar prelucrarea ulterioară (calcularea EEDF) se face doar pentru punctele $\left(V_p, \frac{d^2 I_e}{dV_p^2}\right)$ cuprinse între potențialul plasmei și potențialul la care I_e trece prin zero.

• În regiunea de energii mici ($\varepsilon \in (0, 3]$ eV în cazul datelor prelucrate aici) se observă o abatere a EEDF obținute prin dubla derivare a caracteristicii volt-amperice de sondă de la distribuția teoretică. Această abatere este suma a două efecte. Trecerea de la regiunea de creștere a curentului electronic la cea de saturație electronică nu se face brusc, ci printr-o schimbare continuă de pantă. Schimbarea continuă de pantă se datorează modului în care

dispare stratul de sarcină spațială din jurul sondei în jurul potențialului plasmei. Celălalt motiv este chiar metoda de dublă derivare folosită, care tinde să netezească variația relativ abruptă a concentrației în apropierea lui $\varepsilon = 0$ eV.

• Există o limită superioară (~ 15 eV) a intervalului pe care se poate reprezenta EEDF. Această limitare este impusă de două cauze. În primul rând, la energii mai mari nu mai este garantat caracterul izotrop al distribuției (ipoteza de lucru a lui Druyvesteyn). De asemenea, EEDF este obținută în regiunea energiilor mari prin derivarea unui curent electronic de numai câțiva μA. Valorile atât de mici ale curentului electronic sunt puternic afectate de fluctuații statistice, ceea ce le face nesigure.

• În cele prezentate mai sus am efectuat dubla derivare a curentului electronic la sondă, unitatea de măsură a acestuia fiind considerată μA. Temperatura electronilor (exprimată în K) nu este afectată de existența unei constante multiplicative (în SI unitatea de măsură a curentului este A). Există însă mărimi - care rezultă din EEDF - în calculul cărora trebuie ținut seama de factorul de conversie (10^6 μA = 1A).

Referințe

[1]. M. Druyvesteyn - Zeitschrift für Physik, 64, (1930), p.781

[2]. A. Savitzky, M.J.E. Golay - Analytical Chemistry, 36, (1964), p.1627

[3]. F. Fujita, H. Yamazaki - Japanese Journal of Applied Physics, 29, (1990), p.2139

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3.5. METODA RAPOARTELOR DE INTENSITĂȚI DE LINII SPECTRALE

Introducere

Tehnicile de diagnosticare optico-spectrale sunt cele mai puțin perturbative metode de diagnosticare in-situ. Ele obțin informații referitoare la parametrii plasmei prin intermediul fotonilor emişi de plasmă. Tehnicile de diagnosticare optico-spectrale a plasmei pot furniza informații despre temperatura şi concentrația diverselor componente, fără a perturba plasma.

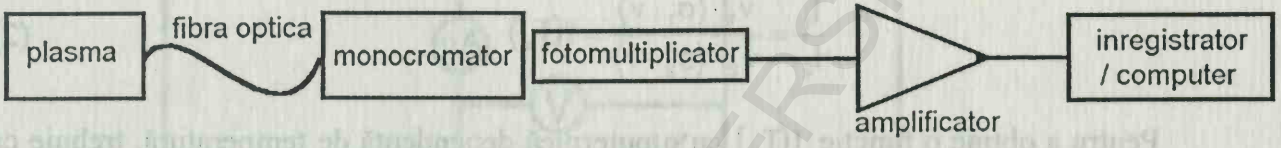


Figura 3.15. Aranjamentul experimental utilizat în spectroscopia optică de emisie

Spectroscopia optică de emisie implică utilizarea unei aparaturi relativ simple, aparatura prezentată schematic în figura 3.15. Radiația emisă de plasmă este transmisă unui monocromator direct sau prin intermediul unei fibre optice. Radiația este apoi dispersată prin difracția pe rețeaua monocromatorului. Pe fanta de ieşire a monocromatorului este aşezat un fotodetector care furnizează un semnal electric proporțional cu intensitatea radiației incidente pe el. Astfel, spectrul de emisie al plasmei este obținut prin rotirea rețelei de difracție (cu ajutorul unui mecanism).

Teoria

Să luăm în considerare populația unei specii atomice (ionice) prezente într-o plasmă. Raportul intensităților a două linii spectrale I_1 şi I_2 din spectrul de emisie al respectivei populații atomice (ionice) este o funcție complicată de temperatura electronilor şi densitatea plasmei. Totuşi, în două cazuri limită - plasmă de foarte mare densitate şi plasmă de foarte mică densitate - raportul $\frac{I_1}{I_2}$ este o funcție numai de temperatura electronilor. În cazul plasmei de foarte mare densitate, distribuția electronilor este de tip Boltzmann. În cazul plasmei de mică densitate, populația nivelelor este determinată de echilibrul între excitarea

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

de pe nivelul fundamental prin ciocniri electronice şi emisia spontană (vezi anexa 5) şi, de aceea, intensitatea liniei depinde de concentrația electronilor:

$$I = h\nu \cdot n_n \cdot n_e \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle \tag{1}$$

unde $h\nu$ reprezintă energia fotonului, n_n - concentrația atomilor, n_e - concentrația electronilor, iar $\langle \sigma \cdot v \rangle$ - rata de excitare mediată peste funcția de distribuție după energii a electronilor. În acest caz, raportul intensităților a două linii diferite este o funcție numai de temperatură:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\nu_1 \cdot \langle \sigma_1 \cdot v \rangle}{\nu_2 \cdot \langle \sigma_2 \cdot v \rangle} = f(T_e) \tag{2}$$

Pentru a obține o funcție $f(T_e)$ cu o puternică dependență de temperatură, trebuie ca secțiunile eficace de ciocnire să fie diferite, ceea ce este posibil în două cazuri: (a) - pragul de excitare diferă considerabil şi (b) - funcțiile de excitare au forme diferite. Cazul (a) este legat, de obicei, de excitarea liniilor în domenii spectrale diferite. Acesta este un dezavantaj din punctul de vedere al experimentatorului, deoarece obținerea de informații referitoare la intensitățile unor linii din domenii spectrale diferite este dificilă. Acest dezavantaj este înlăturat în cazul (b), care se întâlneşte când sunt excitate nivele cu multiplicități diferite (spre exemplu, în cazul sistemelor atomice, cu spectre singlet - triplet).

Liniile heliului neutru sunt utilizate de mult timp pentru determinarea temperaturii electronilor. Totuşi, măsurătorile care implică liniile heliului pot fi corecte numai dacă densitatea plasmei este mai mică decât 10^{18} m^{-3}.

Experimentul

Figura 3.16 prezintă schematic aranjamentul experimental pentru diagnosticarea prin spectroscopie de emisie a plasmei de heliu produsă într-o descărcare luminescentă. Tubul de descărcare este în formă de U, are lungimea L = 400 mm şi diametrul D = 40 mm. Cu ajutorul a două sonde cilindrice, cu lungimea l = 4 mm şi diametrul d = 0.5 mm, se pot face determinări prin metode electrice ale temperaturii şi concentrației plasmei. Cele două sonde pot fi deplasate pe raza tubului şi sunt orientate paralel cu axul tubului de descărcare.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Rezultatele obținute prin spectroscopia de emisie pot fi astfel comparate cu rezultatele obținute prin metode electrice.

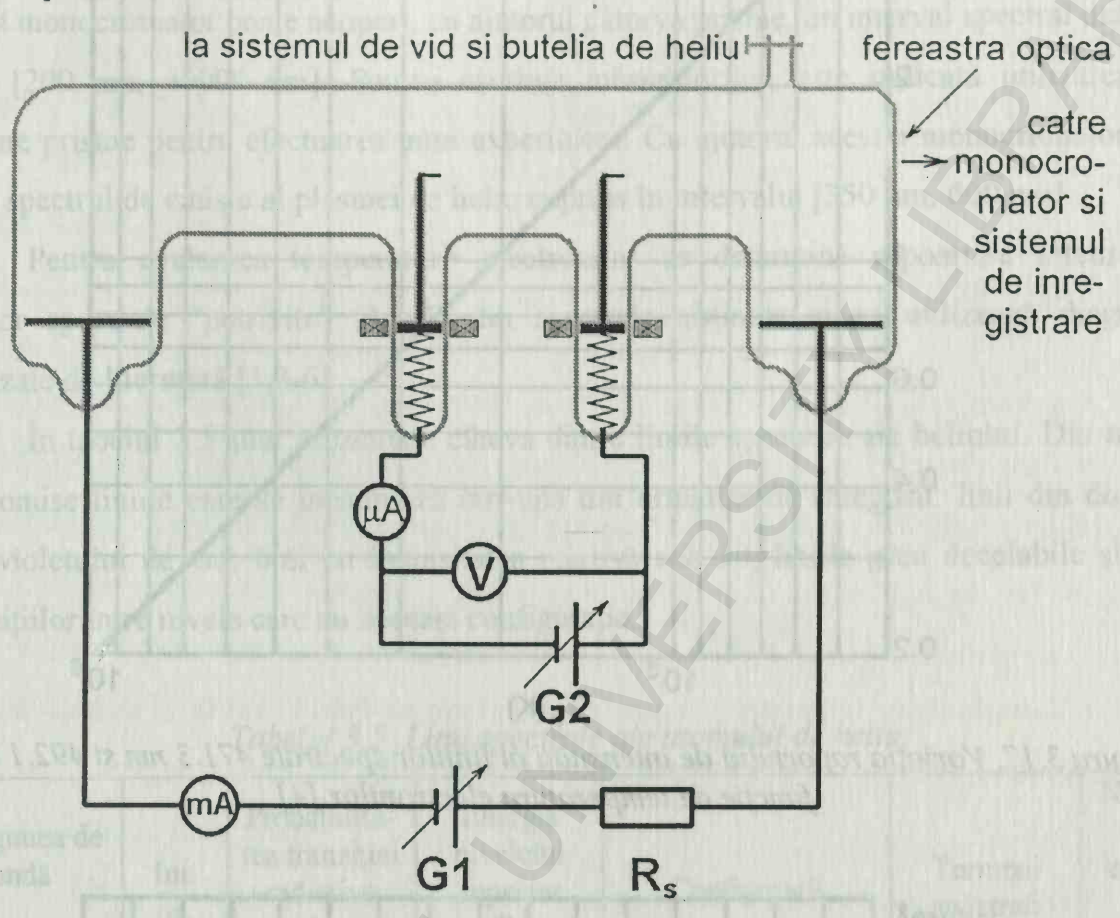


Figura 3.16. Schema aranjamentului experimental

Sistemul de vid este alcătuit dintr-o pompă mecanică rotativă cu ulei şi o pompă de difuzie cu ulei siliconic. Legatura tubului de descărcare cu sistemul de vid se face printr-o capcană cu azot lichid. Printr-un sistem cu robinete, tubul este conectat la o butelie cu heliu. Datorită importanței purității gazului de lucru, înaintea desfăşurării experimentului trebuie efectuată o operație de "spălare" a tubului: se videază tubul până la aproximativ 10^{-6} torr, se introduce heliu în tub până la o presiune de circa 1 torr, apoi se aprinde descărcarea şi se menține pentru circa 10 minute. Acest ciclu de "spălare" trebuie repetat de câteva ori [2]. După efectuarea "spălării", în tub se introduce heliu la o presiune cuprinsă între $5 \cdot 10^{-2}$ torr şi 1 torr.

Intensitatea curentului de descărcare nu va depăşi valoarea de 20 mA, pentru a limita efectul de pulverizare catodică (acest efect este cu atât mai semnificativ cu cât presiunea în tub este mai mică).

Monocromatorul utilizat este de tipul SPM-2. Monocromatorul poate fi folosit fie in regim de selectare manuală a lugimilor de undă fie, în cazul în care se doreste efectuarea

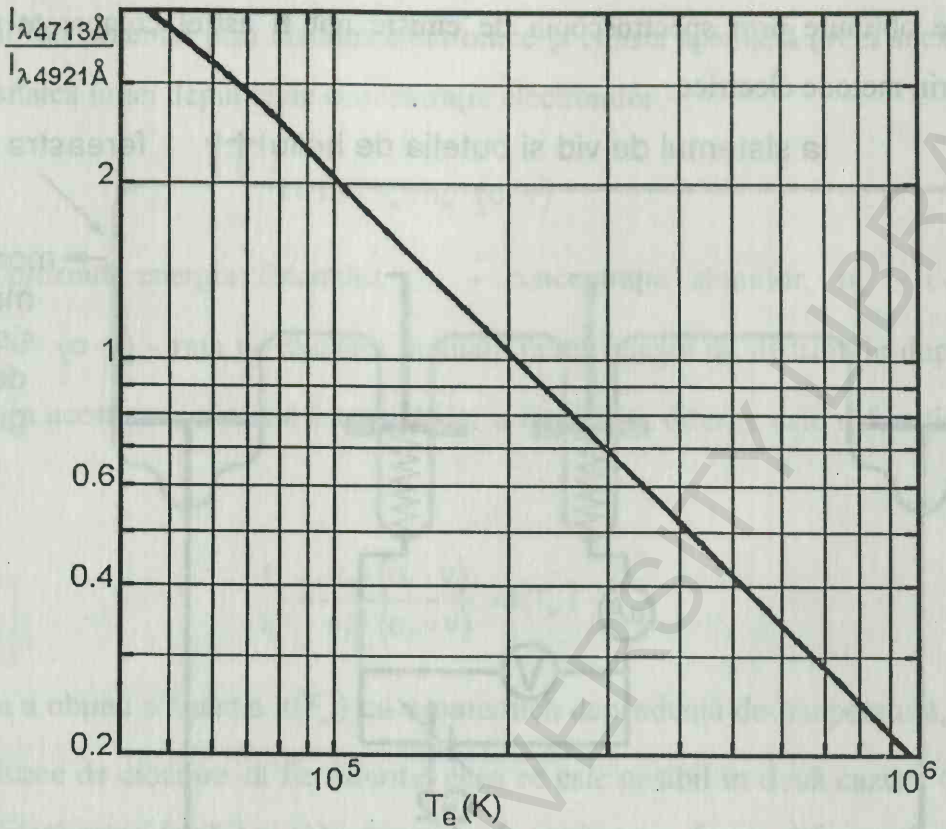


Figura 3.17. Variația raportului de intensități al liniilor spectrale 471.3 nm si 492.1 nm ca funcție de temperatura electronilor [4].

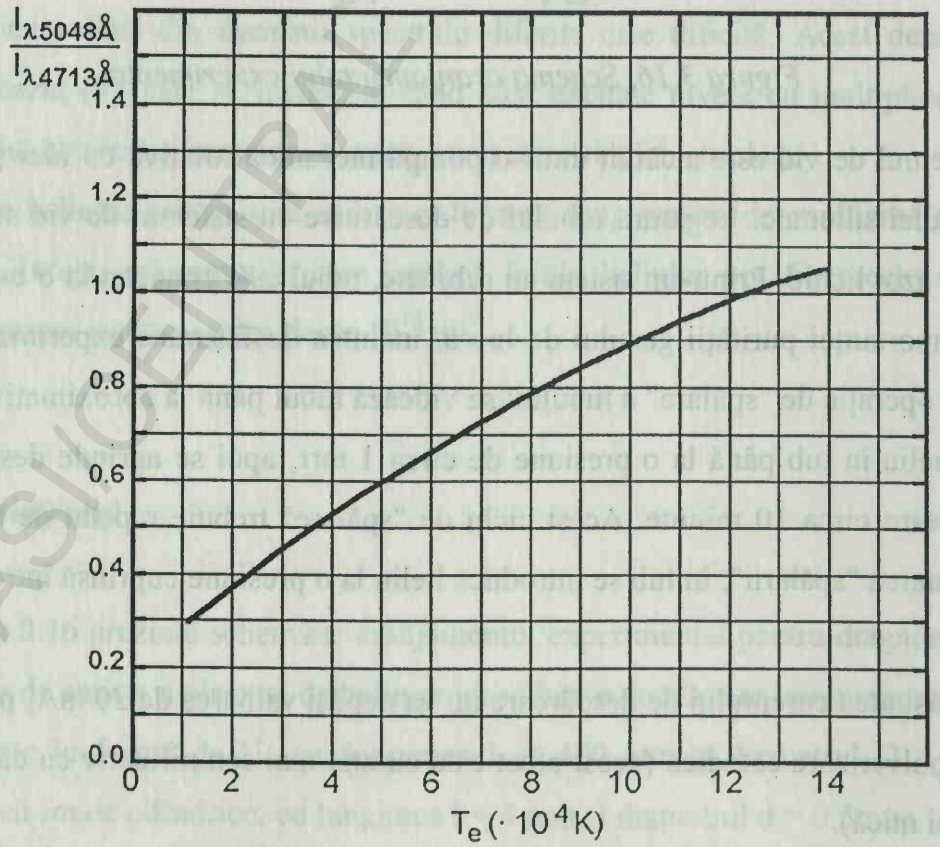


Figura 3. 18. Variația raportului de intensități al liniilor spectrale 504.8 nm si 471.3 nm ca funcție de temperatura electronilor [5].

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

înregistrării unui spectru, în regim de scanare, prin cuplarea mecanică cu un înregistrator. Acest monocromator poate acoperi, cu ajutorul câtorva prisme, un interval spectral destul de larg: [200 nm, 40000 nm]. Pentru uşurinţa măsurătorilor, este indicată utilizarea unei singure prisme pentru efectuarea unui experiment. Cu ajutorul acestui monocromator se va trasa spectrul de emisie al plasmei de heliu cuprins în intervalul [350 nm, 600 nm].

Pentru evaluarea temperaturii electronilor se determină rapoartele intensităţilor liniilor spectrale "potrivite" [1,3-5] din spectrele obţinute şi se utilizează diagramele furnizate de literatură [1,3-6].

În tabelul 3.5 sunt prezentate câteva dintre liniile spectrale ale heliului. Din tabel au fost omise liniile care se încadrează într-una din următoarele categorii: linii din domeniul ultravioletului de vid, linii cu intensitatea relativă sub 10, liniile greu decelabile şi liniile tranziţiilor între nivele care au aceeaşi configuraţie.

Tabelul 3.5. Linii spectrale ale atomului de heliu.

Lungimea de undă (Å)	Int. rel.	Probabilitatea tranziţiei radiative A_{ki} (10^8 s^{-1})	Energia nivelului superior E_k (eV)	Configuraţii	Termeni spectrali	Numerele cuantice totale J_i - J_k
3964.7285	20	7.17e-2	23.74209	1s.2s - 1s.4p	1S - 1P*	0 - 1
4120.8237	12	1.43e-2	23.97199	1s.2p - 1s.5s	3P* - 3S	1 - 1
4387.9291	10	9.07e-2	24.04282	1s.2p - 1s.5d	1P* - 1D	1 - 2
4471.6832	25	1.39e-1	23.73611	1s.2p - 1s.4d	3P* - 3D	0 - 1
4713.1392	**30**	**5.89e-2**	**23.59398**	**1s.2p - 1s.4s**	**3P* - 3S**	**2 - 1**
4921.9310	**20**	**2.02e-1**	**23.73635**	**1s.2p - 1s.4d**	**1P* - 1D**	**1 - 2**
5015.6776	100	1.338e-1	23.08704	1s.2s - 1s.3p	1S - 1P*	0 - 1
5047.7384	**10**	**6.55e-2**	**23.67359**	**1s.2p - 1s.4s**	**1P* - 1S**	**1 - 0**
5875.6251	500	2.94e-1	23.07367	1s.2p - 1s.3d	3P* - 3D	1 - 1
5875.9663	100	3.92e-1	23.07367	1s.2p - 1s.3d	3P* - 3D	0 - 1
6678.1517	100	6.38e-1	23.07409	1s.2p - 1s.3d	1P* - 1D	1 - 2
7065.179	200	1.54e-1	22.71848	1s.2p - 1s.3s	3P* - 3S	2 - 1
7065.710	30	3.08e-2	22.71848	1s.2p - 1s.3s	3P* - 3S	0 - 1
7281.351	50	1.81e-1	22.92033	1s.2p - 1s.3s	1P* - 1S	1 - 0

8352.5936	30	2.57e-2	24.04268	1s.3p - 1s.5d	3P* - 3D	1 - 2
9230.7697	2000	1.022e-1	20.96410	1s.2s - 1s.2p	3S - 3P*	1 - 2
9230.8504	1000	1.022e-1	20.96411	1s.2s - 1s.2p	3S - 3P*	1 - 1
9231.8183	300	1.022e-1	20.96423	1s.2s - 1s.2p	3S - 3P*	1 - 0

Observații

• Intensitățile diferitelor linii spectrale furnizate de înregistrator nu corespund valorilor "adevărate" ale acestora [5]. Valorile reale ale intensităților liniilor spectrale depind de sensibilitatea spectrala S(λ) a fotomultiplicatorului, astfel încât există relația:

$$I_{inscriptor}(\lambda) = I_{adevarata}(\lambda) \cdot S(\lambda) \qquad (3)$$

• Valorile temperaturii electronilor obținute prin metoda rapoartelor de intensități de linii spectrale vor fi comparate cu cele obținute prin tehnicile de sondă.

Referințe

[1]. I. Iova, I. I. Popescu, E. I. Toader - Bazele spectroscopiei plasmei, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1987

[2]. A. Guthrie - Vacuum Technology, John Wiley and Sons, Inc., London, 1963

[3]. Gh. Brătescu, E. I. Toader - Metode experimentale în fizica plasmei, Editura Universității din Bucureşti, Bucureşti, 1973

[4]. R. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[5]. E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, Bucureşti, 1982

[6]. E. I. Toader - Journal of Physics D: Applied Physics, 29, (1996), p.2668

BCU "MIHAIL EMINESCU" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Întrebări

1. Fie un gaz ionizat dintr-un tub de descărcare, pentru care s-au determinat parametrii $T_e = 10^4$ K şi $n_e = 10^{18}$ m^{-3}. Îndeplineşte acest gaz ionizat condiția de plasmă?

2. Să se verifice dacă pentru o plasmă cu $T_e = 1$ eV şi $n_e = 10^{12}$ cm^{-3} este îndeplinită condiția $N_D \rangle\rangle 1$.

3. Să se determine lungimea Debye pentru o plasmă cu $T_e = 1$ eV şi $n_e = 10^{10}$ cm^{-3}.

4. Ce este o sondă electrostatică?

5. Ce este potențialul flotant?

6. Cum se defineşte potențialul plasmei?

7. Cum poate fi determinat potențialul plasmei?

8. Cum se determină curentul ionic de saturație în cazul sondei Langmuir?

9. In exemplul prezentat în paragraful 3.1, temperatura electronilor este de 29800 K. De ce nu se distruge tubul de descărcare la o astfel de temperatură?

10. Cum se determină temperatura electronilor din caracteristica volt-amperică obținută cu sonda Langmuir?

11. Cum se determină temperatura electronilor din caracteristica volt-amperică de sondă dublă?

12. Care sunt cazurile în care raportul intensităților de linii spectrale ale aceluiaşi element este o funcție numai de temperatură?

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. DETERMINAREA CONCENTRAȚIEI PLASMEI

4.1. DETERMINAREA CONCENTRAȚIEI ELECTRONILOR PRIN METODA SONDEI LANGMUIR

Introducere

Să considerăm o plasmă de joasă presiune, omogenă, staționară, nemagnetizată. Întrucât în experiment se va utiliza un gaz monoatomic, plasma considerată va conține doar două tipuri de purtători de sarcină, electronii şi ionii pozitivi, astfel încât condiția de cuasineutralitate se va scrie astfel:

$$n_i \cong n_e \equiv n_0$$

unde n_0 este concentația plasmei. Presupunem că funcțiile de distribuție după energii pentru electroni şi ioni sunt maxwelliene.

Pentru determinarea concentrației electronilor din plasmă, în aceste condiții, pot fi utilizate sondele electrostatice. În continuare vom prezenta modul de determinare a concentrației folosind o sondă simplă (sondă Langmuir).

Teoria

În figura 4.1 este prezentată o caracteristică volt-amperică de sondă [1], obținută prin varierea potențialului sondei (față de anod) de la V_A la V_F.

Când potențialul sondei este egal cu potențialul plasmei (punctul D) în locul ocupat de sondă ($V_{sondă} = V_{plasmă}$), între sondă şi plasmă nu există nici o diferență de potențial şi, în consecință, ionii pozitivi şi electronii ajung prin difuzie liberă la sondă, curentul electronic fiind, însă, mult mai mare decât cel ionic, datorită diferenței între vitezele medii ale celor două tipuri de purtători. Pentru potențiale cu puțin mai mari decât cel corespunzător energiei

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

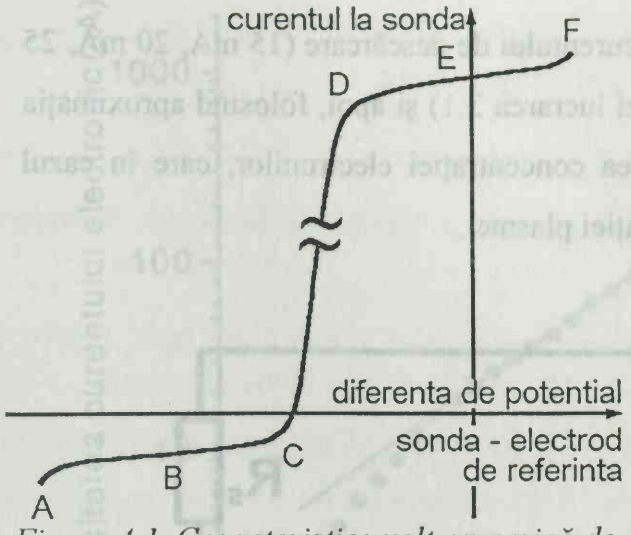


Figura 4.1. Caracteristica volt-amperică de sondă simplă.

de agitație termică a ionilor, ionii pozitivi sunt respinşi aproape în întregime şi graficul se îndreaptă spre un palier (paralel cu axa V), deoarece toți electronii ajunşi la marginea stratului din vecinătatea sondei sunt antrenați spre sondă suficient de "pozitivată" față de plasmă. Existența palierului este doar teoretică. În realitate, curentul electronic creşte uşor, datorită creşterii dimensiunilor stratului [2].

Pentru determinarea potențialului plasmei (a "cotului" curbei) se utilizează o metodă de extrapolare, aşa numita "metodă a celor două tangente" (figura 4.3). Metodele mai exacte de determinare a potențialului plasmei folosesc derivatele curentului electronic la sondă în funcție de potențialul sondei. Astfel, potențialul plasmei este dat fie de maximul derivatei întâi, fie de trecerea prin zero a graficului derivatei a doua.

Aşadar, abscisa punctului M din figura 4.3 reprezintă potențialul plasmei. Ordonata lui este i_e, curentul electronic de saturație,

$$i_e = j_e \cdot A = \frac{e \cdot n_e \cdot \bar{v}_e \cdot A}{4} = e \cdot n_e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{2\pi \cdot m_e}} \cdot A \qquad (1)$$

unde A este aria stratului, care, în primă aproximație, poate fi considerată ca fiind egală cu aria sondei [2]. Determinând curentul de saturație electronică din caracteristica volt-amperică de sondă şi folosind valoarea temperaturii electronice determinate prin una din metodele prezentate anterior, relația (1) permite determinarea concentrației electronilor, care în condițiile experimentului este şi concentrația plasmei.

Experimentul

Se va determina concentrația electronilor din plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente într-un gaz la presiune joasă. Aranjamentul experimental este prezentat în figura 4.2. Tubul de descărcare este prevăzut cu o sondă plană din wolfram, de diametru d=1.5 mm. Gazul de lucru este Ne sau Ar. După trasarea caracteristicii volt-

amperice de sondă simplă pentru trei valori ale curentului de descărcare (15 mA, 20 mA, 25 mA), se determină temperatura electronilor (vezi lucrarea 3.1) şi apoi, folosind aproximaţia $A_{strat} = A_{sondă}$, din relaţia (1) se obţine valoarea concentraţiei electronilor, care în cazul gazelor atomice este egală cu valoarea concentraţiei plasmei.

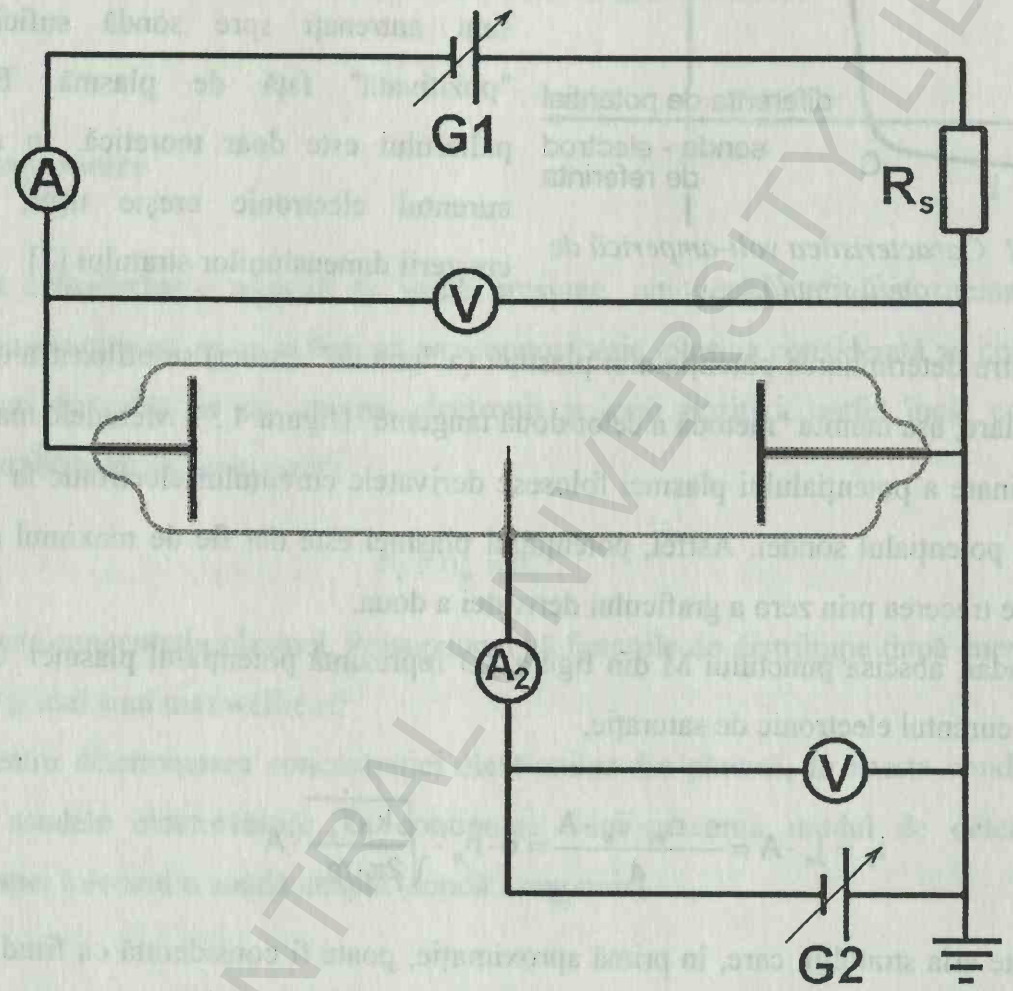


Figura 4.2. Aranjamentul experimental pentru trasarea caracteristicii de sondă simplă

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

În figura 4.3 este reprezentată, în scală semilogaritmică, dependenţa curentului electronic de diferenţa de potenţial sondă-anod, pentru plasma coloanei pozitive a unei descărcări în neon, la presiunea de 2 torr. Curentul de descărcare a fost de 20 mA. S-a folosit o sonda plană, cu diametrul de 1.5 mm. Temperatura electronilor a fost calculată folosind metoda descrisă în lucrarea 3.1: $T_e = 34700\,K$. Concentraţia electronilor a fost calculată folosind relaţia (1): $n_e = 6.8 \cdot 10^{15}\ m^{-3}$.

BCU "ASIC CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

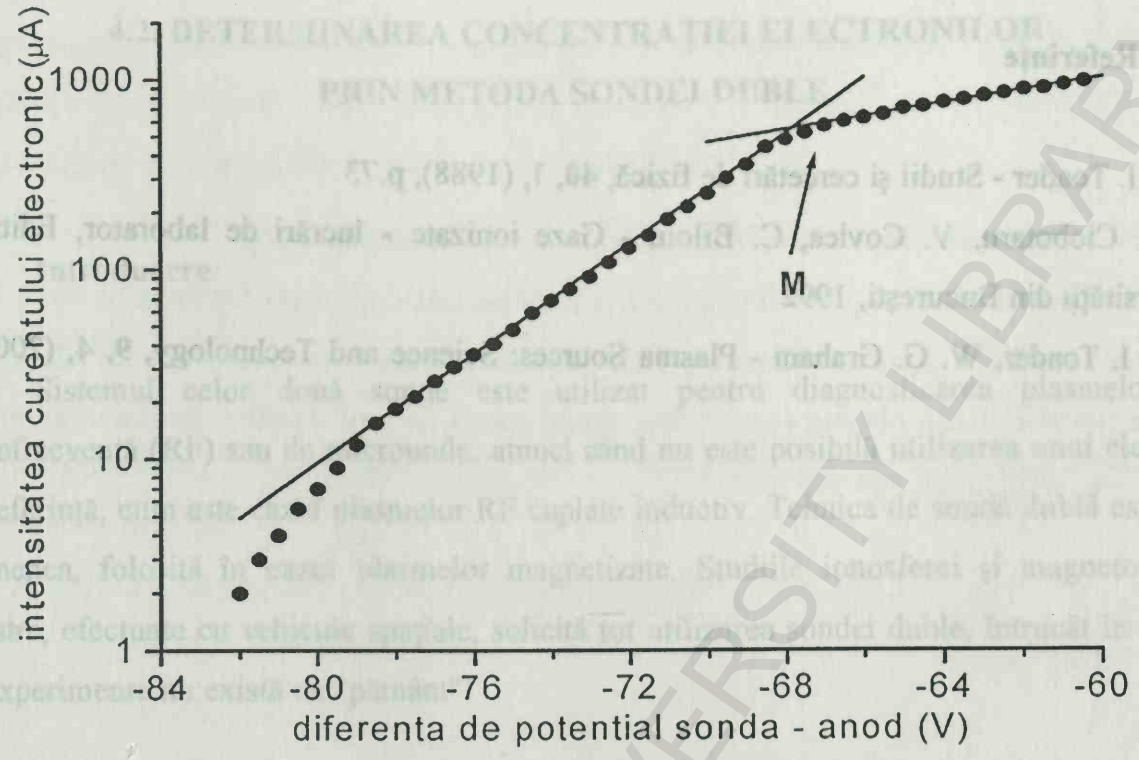


Figura 4.3. Reprezentarea regiunii electronice a caracteristicii voltamperice de sondă simplă. Ordonata punctului M este i_e (curentul electronic de saturație).

Observații

• Dacă descărcarea este obținută într-un gaz electronegativ, condiția de cvasineutralitate este $n_i \equiv n_e + n_-$ unde n_- este concentrația ionilor negativi.

• Plasma considerată este de joasă presiune, astfel încât este satisfăcută cerința teoriei sondelor ca drumul liber mediu al particulelor încărcate electric să fie mult mai mare decât grosimea stratului, neglijându-se astfel ciocnirile în strat. Dacă, însă, presiunea gazului este prea mică, densitatea sarcinii spațiale din strat nu mai este suficientă pentru a ecrana sonda, ceea ce duce la abateri față de prevederile teoretice [2].

• Ca un corolar al ipotezei anterioare, se presupune că în strat mişcarea electronilor este independentă de mişcarea ionilor, sursa acestor două feluri de purtători fiind aceeaşi, plasma neperturbată din afara stratului.

• În unele cazuri trebuie să ținem seama de următorul fapt. Sonda, sudată de tubul de sticlă, are la baza ei o porțiune acoperită cu sticlă (material dielectric). Datorită plasmei, dielectricul se încarcă negativ, generând în jurul lui un strat de sarcină pozitivă. Acest strat va afecta colectarea curenților electronici şi ionici de către sondă.

BCU CLUJ / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Referințe

[1]. E. I. Toader - Studii şi cercetări de fizică, **40**, 1, (1988), p.73

[2]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, 1992

[3]. E. I. Toader, W. G. Graham - Plasma Sources: Science and Technology, **9**, 4, (2000), p.288

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4.2. DETERMINAREA CONCENTRAȚIEI ELECTRONILOR PRIN METODA SONDEI DUBLE

Introducere

Sistemul celor două sonde este utilizat pentru diagnosticarea plasmelor de radiofrecvență (RF) sau de microunde, atunci când nu este posibilă utilizarea unui electrod de referință, cum este cazul plasmelor RF cuplate inductiv. Tehnica de sondă dublă este, de asemenea, folosită în cazul plasmelor magnetizate. Studiile ionosferei şi magnetosferei terestre, efectuate cu vehicule spațiale, solicită tot utilizarea sondei duble, întrucât în astfel de experimente nu există un "pământ"!

Teoria

Cum am arătat anterior, temperatura electronilor se determină din caracteristica voltamperică de sondă prin relația

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{i_{p1} \cdot i_{p2}}{i_{p1} + i_{p2}} \cdot \left. \frac{dV}{di} \right|_{i=0} \tag{1}$$

unde i_{p1} şi i_{p2} sunt curenții de saturație la cele două sonde.

Densitatea curentului electronic este dată de:

$$j_e = -\frac{1}{2} \cdot \frac{i_{p1} \cdot A_2 + i_{p2} \cdot A_1}{A_1 \cdot A_2} \tag{2}$$

unde A_1 şi A_2 sunt ariile celor două sonde. În cazul în care sondele sunt identice ($A_1 = A_2 = A$) rezultă

$$j_e = -\frac{1}{2} \cdot \frac{i_{p1} + i_{p2}}{A} \tag{3}$$

Densitatea electronilor se calculează cu [1,2]:

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$n_e = -1{,}22 \cdot \frac{j_e}{e \cdot \left(\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m_e}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\mu_e}{\mu_i}\right)^{1,08}} \qquad (4)$$

Raportul dintre mobilitățile ionilor şi electronilor se ia din literatura [1].

Densitatea plasmei poate fi calculată şi folosind una dintre relațiile de la lucrarea 4.4. Alegerea valorii lui m_i nu constituie o problemă în cazul plasmelor care conțin un singur tip de ioni pozitivi. Dacă plasma conține mai multe specii de ioni pozitivi, se foloseşte masa ionului cu "abundența" cea mai mare.

Experimentul

În figura 4.4 prezintă schematic aranjamentul experimental utilizat pentru determinarea concentrației electronilor din plasmă prin metoda sondei duble.

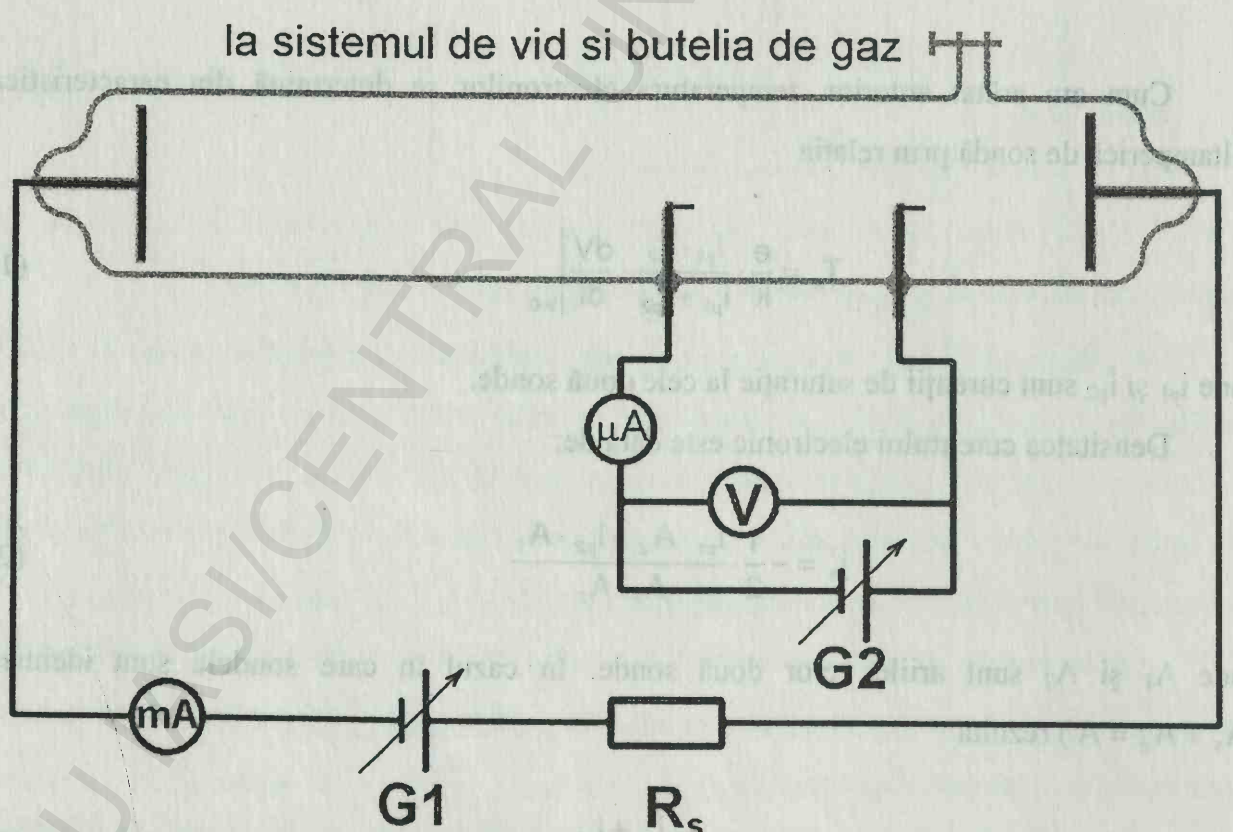


Figura 4.4. Aranjamentul experimental pentru determinarea parametrilor plasmei prin metoda sondei duble

Prin procedura descrisă în lucrările precedente se va obține o plasmă de curent continuu (în neon, argon sau azot la o presiune de aproximativ 2 torr). Caracteristicile

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

voltamperice de sondă dublă vor fi înregistrate pentru câțiva curenți de descărcare din domeniul [15 mA, 25 mA]. După determinarea temperaturii electronice utilizând relația (1) (vezi si lucrarea 3.2), se va determina concentrația electronilor din relația (4).

Referințe

[1]. R. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[2]. R. R. Manory, U. Carmi, R. Arni, A. Grill - Thin Solid Films, **156**, (1988), p.79

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4.3. DETERMINAREA CONCENTRAȚIEI ELECTRONILOR DIN FUNCȚIA DE DISTRIBUȚIE DUPĂ ENERGII A ELECTRONILOR

Teoria

Pentru fiecare interval $[\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$, funcția de distribuție după energii a electronilor (EEDF) furnizează numărul de electroni, din unitatea de volum a plasmei, care au energia cuprinsă în intervalul $[\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$. Aceasta înseamnă că putem considera concentrația electronilor ca fiind numărul de electroni din unitatea de volum a plasmei care au energia cuprinsă în intervalul $[0, \infty)$. Această marime poate fi obținută, deci, prin integrarea EEDF [1,2]. În 1930, Druyvesteyn [1] a arătat că EEDF poate fi obținută pornind de la caracteristica electronică obținută prin metoda sondei Langmuir:

$$EEDF(\varepsilon) = \frac{\sqrt{8 \cdot m_e}}{e^3 \cdot A_p} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \frac{d^2 I_e}{dV_p^{\,2}} \tag{1}$$

unde V_p este diferența de potențial sondă - electrod de referință, $\varepsilon = e \cdot V_p$, iar A_p este aria sondei.

Asa cum am afirmat mai sus, concentrația electronilor poate fi calculată din:

$$n_e = \int_0^\infty EEDF(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \tag{2}$$

sau, ținând seama de (1),

$$n_e = \frac{\sqrt{8 \cdot m_e}}{e^3 \cdot A_p} \cdot \int_0^\infty \frac{d^2 I_e}{dV_p^{\,2}} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot d\varepsilon . \tag{3}$$

Efectuând schimbarea de variabilă $\varepsilon = e \cdot V_p$, relația (3) devine

$$n_e = \sqrt{\frac{8 \cdot m_e}{e^3 \cdot A_p^{\,2}}} \cdot \int_0^\infty \frac{d^2 I_e}{dV_p^{\,2}} \cdot \sqrt{V_p} \cdot dV_p . \tag{4}$$

Mărimea de sub integrala din relația (4) este chiar EEDF, exprimată în unități

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

arbitrare, pe care am calculat-o în lucrarea 3.4.

Integrarea unei funcții date prin valori numerice pe un set de puncte $\{(X^i, Y^i)\}$, $i = 1...n$ se poate face prin mai multe metode. Metoda trapezelor este cea mai simplă şi presupune interpolarea liniară a funcției pe fiecare interval $\{(X^i, X^{i+1})\}$, $i = 1...n-1$ şi sumarea ariilor trapezelor astfel obținute. O altă metodă presupune interpolarea EEDF cu o funcție spline şi apoi integrarea acesteia pe intervalul în care are sens să vorbim de EEDF (vezi observația de la lucrarea 3.4).

Experimentul

Montajul experimental este identic cu cel prezentat la lucrarea 4.1. Se va trasa caracteristica voltamperică a sondei simple pentru trei curenți de descărcare: 15 mA, 20 mA şi 25 mA. Ca şi la lucrarea 3.4 este necesară utilizarea unui pas mic (~ 0,5 V) la înregistrarea caracteristicii de sondă. După calcularea EEDF se va determina, prin planimetrare sau numeric, aria de sub graficul EEDF. Vom limita EEDF ținând seama de observațiile de la lucrarea 3.4. Această valoare trebuie înmulțită cu raportul dintre unitatea de măsură a curentului folosită la calcularea dublei derivate şi unitatea de măsură SI a curentului (A). În acest fel se obține valoarea integralei din relația (4). Concentrația electronilor (exprimată in particule pe m^3) se obține prin înmulțirea valorii integralei cu constanta din relația (4). Această valoare a concentrației poate fi comparată cu cea obținută prin metoda descrisă la lucrarea 4.1.

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

În lucrarea 3.4 am calculat EEDF pemtru setul de date experimentale din tabelul 3.3 . Datele experimentale au fost obținute într-o descărcare în neon la 1 torr, curentul de descărcare fiind de 25 mA. S-a utilizat o sondă cilindrică cu lungimea de 3 mm şi diametrul de 0,5 mm. Suprafața cuprinsă sub graficul EEDF din figura 3.14 este S = 271.6 (u.a.). Ținând seama de faptul că am calculat dubla derivată a I_e exprimat în μA, rezultă că factorul de multiplicare menționat mai sus este 10^{-6}. În acest fel se obține pentru concentrația

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

electronilor valoarea $n_e = 2{,}4 \cdot 10^{15}$ particule / m^3. Aplicând metoda descrisă la lucrarea 4.1 se obține pentru concentrația electronilor valoarea $n_e = 2{,}8 \cdot 10^{15}$ particule / m^3, valoare aflată în bună concordanță cu cea determinată prin integrarea EEDF.

Referinte

[1]. M. Druyvesteyn - Zeitschrift fur Physik, 64, (1930), p. 781

[2]. V. A. Godyak, R. B. Piejak, B. M. Alexandrovich - Journal of Applied Physics, 73, (1993), p. 3657

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4.4. DETERMINAREA CONCENTRAȚIEI IONILOR

Introducere

Cum am arătat anterior, în cazul unora dintre plasmele moleculare condiția de cuasineutralitate macroscopică este dată de

$$n_e + n_- \cong n_i = n_0$$

unde n_e este concentrația electronilor, n_- este concentrația ionilor negativi iar n_i este concentrația ionilor pozitivi. În astfel de situații, evaluarea concentrației plasmei (n_0) solicită determinarea concentrației ionilor pozitivi. Aceasta se poate realiza atât prin metoda sondei simple (cilindrică sau plană), cât şi prin metoda sondei duble. Vom prezenta, în continuare, aceste metode de diagnosticare.

Teoria

Pentru plasmele reci, unde $T_i \langle\langle T_e$, curentul ionic de saturație, I_{+sat}, este aproape independent de temperatura ionilor şi este dat de [1-3]

pentru sonda cilindrică
$$I_{+sat} = 0{,}4 \cdot n_i \cdot e \cdot A \cdot \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_i} \right)^{0,5} \qquad (1)$$

sau

pentru sonda plană
$$I_{+sat} = n_i \cdot e \cdot A \cdot \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_i} \right)^{0,5} \qquad (1)$$

unde n_i este concentrația ionilor pozitivi, A este aria sondei (cilindrică sau plană), T_e este temperatura electronilor iar m_i este masa ionilor pozitivi. În cazul în care în plasmă există mai multe specii de ioni pozitivi, se foloseşte, ca şi în cazul lucrării 4.2, masa ionului pozitiv cu "abundența" cea mai mare.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Experimentul

Aranjamentul experimental folosit la determinarea concentrației ionilor pozitivi din plasmă, prin metoda sondei simple cilindrice, este prezentat în figura 4.5. Pentru determinarea concentrației ionilor pozitivi folosind sonda plană se folosește aranjamentul experimental din figura 4.6.

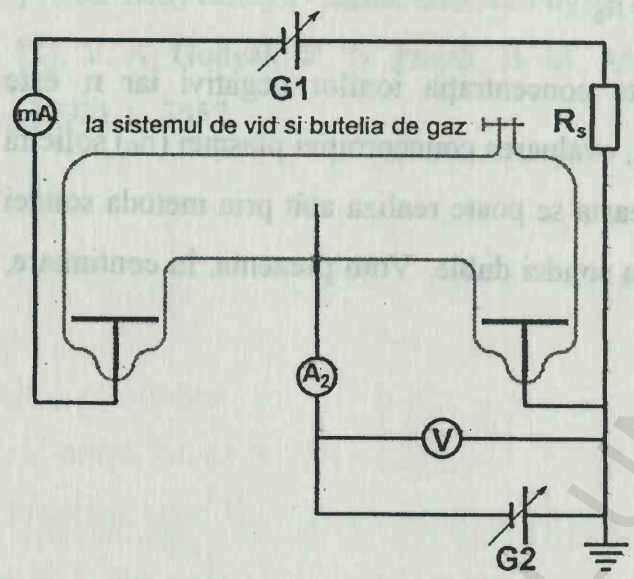


Figura 4.5. Aranjamentul experimental folosit la determinarea concentrației ionilor pozitivi, prin metoda sondei simple cilindrice

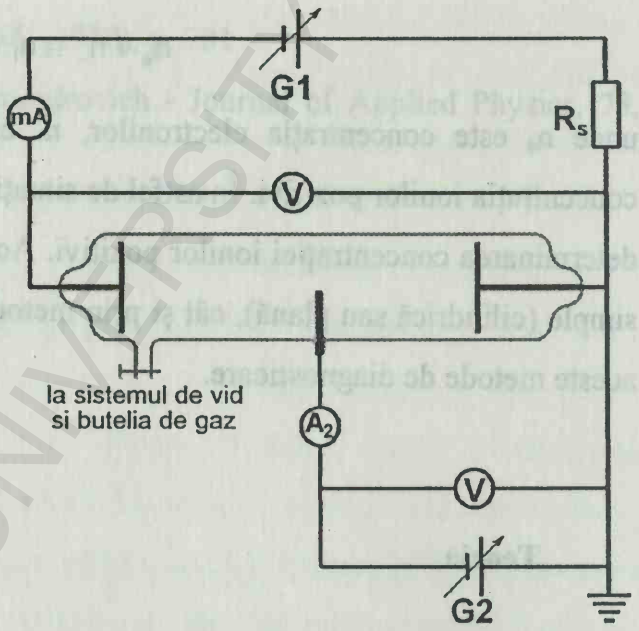


Figura 4.6. Aranjamentul experimental folosit la determinarea concentrației ionilor pozitivi, prin metoda sondei simple plane

Prin procedura cunoscută, se va obține o plasmă de curent continuu (în neon sau argon) la presiunea de circa 2 torr. Intensitatea curentului de descărcare va fi în domeniul [15 mA, 25 mA]. Se vor înregistra caracteristici voltamperice de sondă pentru trei valori ale curentului de descărcare. Înregistrarea caracteristicilor de sondă se va face punct cu punct sau osciloscopic (lucrările 3.1 şi 3.3). Întrucât este necesară valoarea curentului ionic de saturație (care se obține prin extrapolarea curentului ionic la potențialul plasmei), trebuie trasată în întregime caracteristica voltamperică de sondă. Se va determina temperatura electronilor şi folosind, după caz, relațiile (1) sau (2) va fi calculată concentrația ionilor pozitivi.

BCU IASI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

Ca exemplu de prelucrare a datelor experimentale vom folosi datele prezentate în tabelul 3.1 şi în figurile 3.4 si 3.5. Datele au fost înregistrate cu o sondă cilindrică, cu lungimea de 3 mm şi diametrul de 0,5 mm, imersată în plasma unei descărcări în neon. Presiunea gazului a fost 2 torr, iar curentul de descărcare - 25 mA. Temperatura electronilor, determinată în lucrarea 3.1 a fost de 29800 K. Cu aceste date, concentraţia electronilor rezultă: $n_e = 8{,}5 \cdot 10^{15}\ m^{-3}$.

Observaţie

• Uzual, se presupune că grosimea stratului de sarcină spaţială este mică în comparaţie cu raza sondei, ceea ce conduce la aproximaţia:

$$\text{Aria stratului} = \text{Aria sondei}$$

De cele mai multe ori aceasta oferă o suficientă acurateţe a rezultatelor, dar în această aproximaţie, curentul ionic teoretic este independent de potenţialul sondei. Aceasta este o situaţie doar rareaori întâlnită în practică. Curentul ionic "de saturaţie" prezintă, în general, o uşoara creştere pe măsură ce potenţialul sondei devine "mai negativ", ceea ce conduce la o creştere a ariei stratului.

Referinţe

[1]. R. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[2]. E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei - lucrări de laborator, Editura Universităţii din Bucureşti, Bucureşti, 1982

[3]. E. I. Toader, W. G. Graham - Plasma Sources: Science and Technology, 9, 4, (2000), p.288

[4]. E. Barna, V. Covlea, H. Andrei, E. I. Toader - Fizika A, 9, (2000), p. 87-94

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Întrebări

1. Cum poate fi determinat potențialul plasmei?

2. Cunoscind potențialul plasmei, cum se determină concentrația electronilor?

3. Care este condiția de cuasineutralitate în cazul unei plasme de neon? Dar în cazul unei plasme de oxigen?

4. Care regiune a caracteristicii volt-amperice de sondă se foloseşte pentru determinarea concentrației ionilor pozitivi din plasmă?

5. Cum se poate determina temperatura ionilor pozitivi din plasmă utilizând tehnica de sondă?

6. Cum se determină concentrația electronilor folosind funcția de distribuție după energii a electronilor?

7. De ce se afirmă că tehnica de sondă dublă furnizează informații mai corecte despre parametrii plasmei în cazul în care plasma se află într-un câmp magnetic slab sau moderat?

8. În ce condiții fizice poate fi neglijată grosimea stratului de sarcină spațiala din jurul unei sonde electrostatice?

9. Care sunt diferențele între metoda de diagnosticare a plasmei folosind sonda dublă şi cea folosind sonda simplă?

10. Care sunt factorii care influențează acuratețea măsurătorilor de sondă?

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. DETERMINAREA CONDUCTIVITĂȚII ELECTRICE A PLASMEI

Introducere

Măsurarea conductivității electrice a unei plasme poate fi importantă în sine, dar de cele mai multe ori astfel de măsurători permit determinarea altor parametri ai plasmei. Cea mai directă cale de măsurare a conductivității unei plasme nemagnetizate este cea folosită în măsurarea conductivității altor medii: rezistența totală a plasmei este dedusă din raportul căderii de tensiune de-a lungul plasmei la curentul care o străbate. Dacă dimensiunile plasmei pot fi determinate este uşor de calculat conductivitatea electrică medie a plasmei.

Teoria

Considerăm o plasmă nemagnetizată cilindrică de lungime ℓ şi secțiune transversală S, cu o cădere de tensiune U de-a lungul ei şi străbătută de curentul I. Pornind de la legea lui Ohm

$$j = \sigma \cdot E \tag{1}$$

unde j este densitatea locală a curentului electric, iar E intensitatea locală a câmpului electric - şi dacă mediul conductor este omogen şi se află într-un câmp electric uniform, putem scrie cu bună aproximație:

$$\sigma = \frac{j}{E} \cong \frac{\frac{I}{S}}{\frac{U}{\ell}} = \frac{I \cdot \ell}{S \cdot U} \tag{2}$$

Cum măsurarea intensității curentului electric este relativ simplă, rămâne problema determinării diferenței de potențial U. Pentru acesta se poate utiliza metoda sondelor electrice.

BCU "ASIC CENTRAL" UNIVERSITY LIBRARY

Experimentul

Se va determina conductivitatea plasmei coloanei pozitive a unei descărcări luminescente în aer la joasă presiune. Aranjamentul experimental este prezentat in figura 5.1.

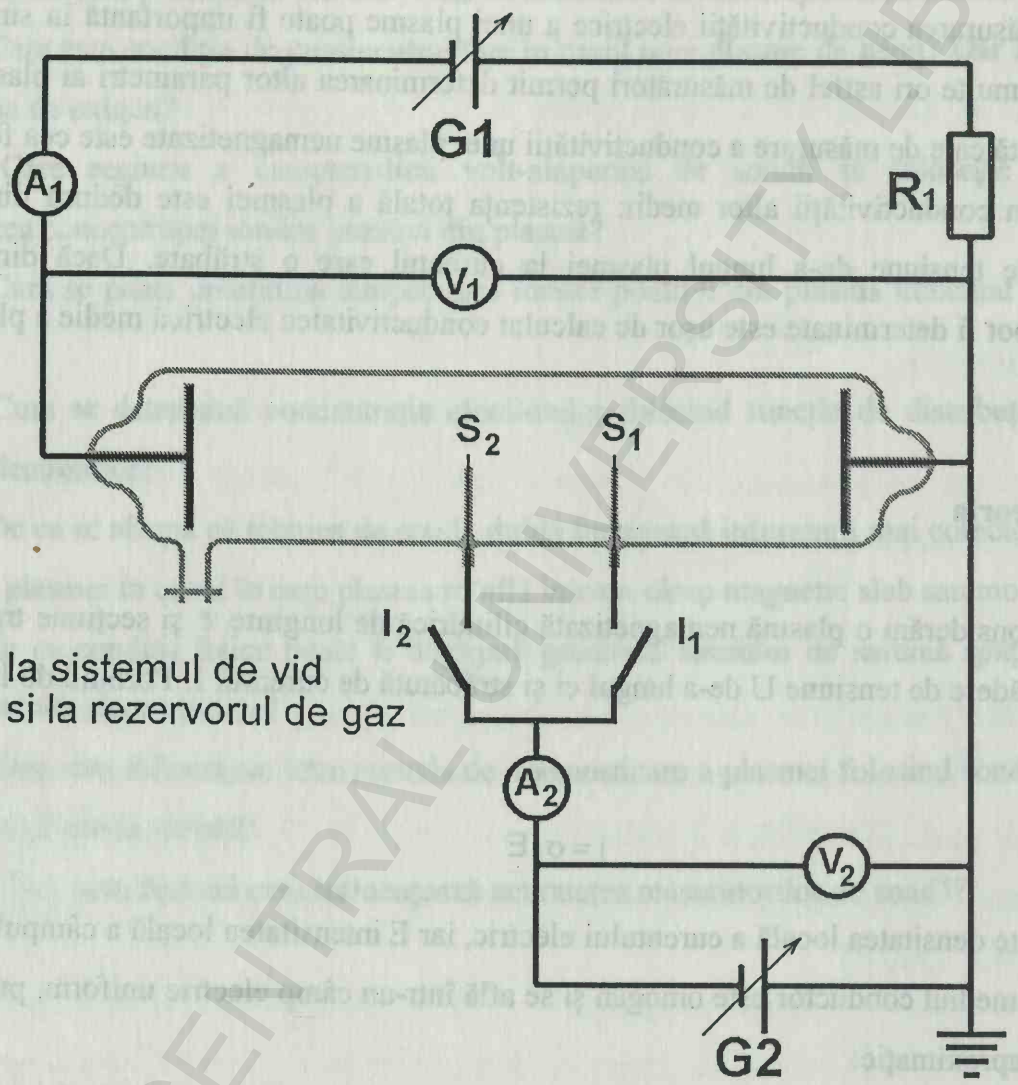


Figura 5.1. Aranjamentul experimental pentru determinarea conductivității plasmei

Tubul de descărcare, de diametru 3.5 cm, este prevăzut cu două sonde cilindrice din fir de wolfram, cu diametrul de 0.25 mm şi lungimea de 3 mm. Poziţiile lor faţă de anod sunt alese astfel încât să se găsească în coloana pozitivă a descărcării luminescente. În aranjamentul experimental din figura 5.1, G1 este sursa de tensiune înalta pentru întreţinerea descărcării. Sursa G2, pentru alimentarea circuitului sondelor, este de tensiune constantă, stabilizată, reglabilă în domeniul 0 - 400 V. Întrerupătoarele I_1 şi I_2 permit obţinerea caracteristicilor volt-amperice pentru fiecare sondă, utilizându-se aceleaşi aparate de măsură (microampermetrul A_2 şi voltmetrul V_2).

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Desfăşurarea experimentului

Mai înainte (lucrarea 2.1) am facut observaţia că gradientul logitudinal al coloanei pozitive pentru o descărcare într-un gaz nobil este puternic influenţat de eventualele impurităţi prezente în descărcare. Deoarece pentru determinarea conductivităţii electrice a plasmei coloanei pozitive este necesară valoarea câmpului electric $\overline{E}$, se impune efectuarea unor operaţii de "spălare" a tubului de descărcare [2]:

(1). Se videază tubul, cu ajutorul instalaţiei de vid, până la o presiune de aproximativ 10^{-5} torr.

(2). Din rezervorul de gaz se introduce neon în tub, stabilindu-se o presiune de circa 2 torr.

(3). Cu întrerupătoarele I_1 şi I_2 deschise se aprinde descărcarea. Se stabileşte intensitatea curentului electric de descărcare la 20 mA şi se menţine descărcarea timp de 15 minute.

(4). Se repetă operaţiile (1) - (3) de câteva ori.

După o ultimă operaţie de vidare se introduce din nou neon în tub, stabilindu-se o presiune de circa 2 torr. Cu întrerupătoarele I_1 şi I_2 deschise se aprinde descărcarea si se stabileşte un curent în domeniul 10 - 25 mA. Menţinând în continuare întrerupătoarele I_1 si I_2 deschise se conectează sursa S_2 şi se stabileşte o tensiune de 400 V, măsurată cu voltmetrul V_2. Această tensiune negativă faţă de anod are rolul de a limita curenţii electronici în circuitele de sondă. Se conectează sonda S_1, prin închiderea întrerupătorului I_1. Prin metoda descrisă în lucrarea 3.1 se determină potenţialul locului V_1, corespunzând poziţiei sondei S_1 în plasmă. Se decuplează sonda S_1 şi se cuplează sonda S_2, prin închiderea lui I_2. Se determină potentialul locului V_2, corespunzând poziţiei sondei S_2 în plasmă. Cunoscându-se distanţa ℓ dintre sonde (lungimea cilindrului de plasmă de secţiune S), se calculează $\overline{E}$ (vezi lucrarea 2.2.1). Dacă se consideră că plasma umple în mod uniform tubul în regiunea dintre cele două sonde, rezultă că în relaţia (2) secţiunea plasmei poate fi inlocuită cu secţiunea tubului. Se vor repeta măsurătorile pentru 4-5 valori ale curentului I de descărcare.

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

În continuare vor fi prezentate rezultatele de determinării conductivităţii electrice a

BCU IAŞI/PENTRU UNIVERSITY LIBRARY

unei plasme de neon. S-a lucrat la presiunea de 2 torr, într-un tub cu diametrul de 30 mm. Distanța dintre sonde a fost de 40 mm iar curentul de descărcare a fost de 20 mA. În figura 5.2 sunt reprezentați curenții electronici măsurați cu cele două sonde, în funcție de diferența de potențial sondă - anod. Se observă (figura 5.2) că diferența potențialelor spațiale este de circa 5 V. Introducând aceasta în relația (2), obținem pentru conductivitatea electrică a plasmei: $\sigma_{plasma} = 2{,}3 \cdot 10^{-1}\ \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. Pentru comparație, conductivitatea electrică a cuprului este $\sigma_{Cu} = 6{,}1 \cdot 10^{7}\ \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$, iar conductivitatea electrică a unui izolator (de exemplu textolit) este $\sigma_{textolit} = 2{,}1 \cdot 10^{-14}\ \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$.

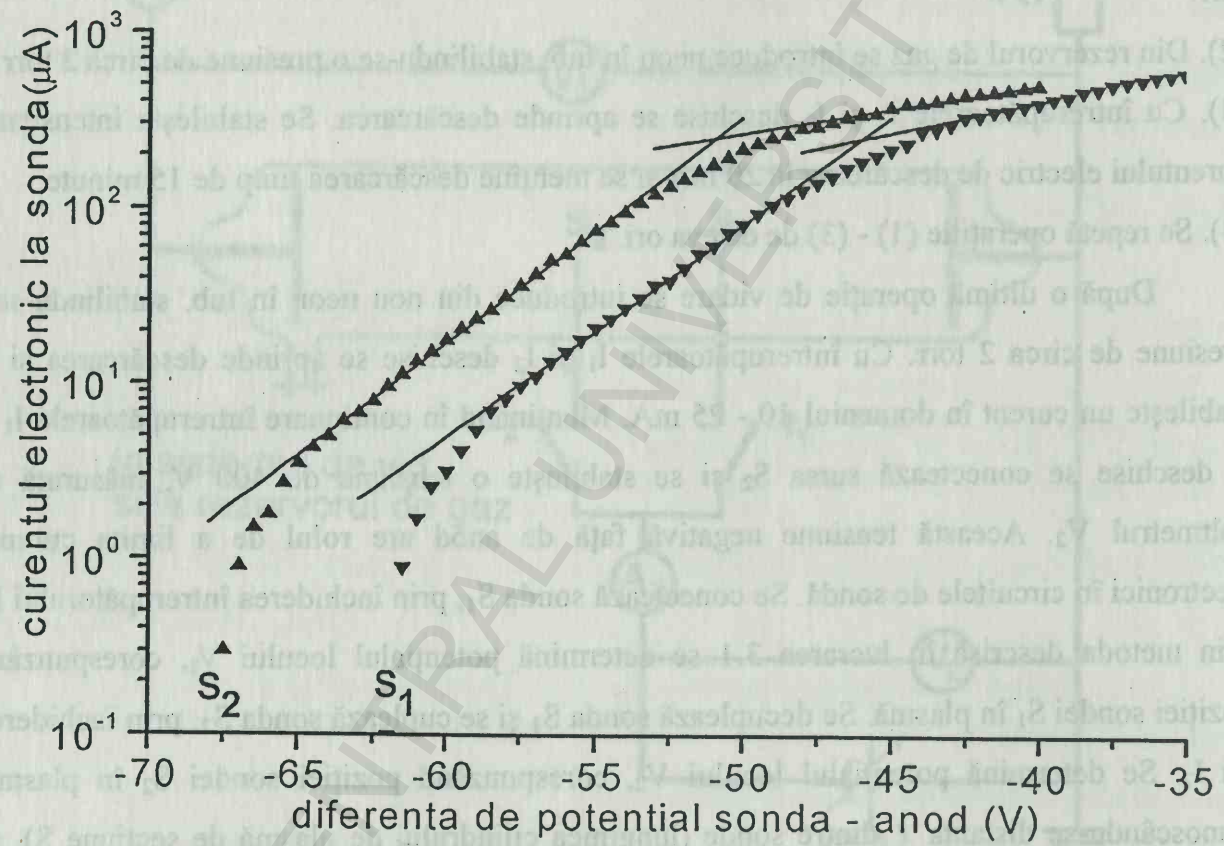


Figura 5.2. Curenții electronici inregistrați de cele două sonde.

Observații

• Acest experiment poate fi efectuat si cu alte gaze: argon industrial, aer etc.

• Cum s-a arătat anterior, cunoaşterea conductivității electrice a plasmei permite determinarea altor parametri; spre exemplu, frecvența de ciocnire a electronilor în plasma coloanei pozitive. În cazul general al plasmei anizotrope, între tensorul conductivității electrice $\hat{\sigma}$ şi tensorii mobiliăților pentru electroni şi ioni pozitivi există relația:

$$\hat{\sigma} = e \cdot n_e \cdot \hat{\mu}_e + Z \cdot e \cdot n_i \cdot \hat{\mu}_i \tag{3}$$

unde n_e şi n_i sunt concentraţiile electronilor şi ionilor, iar Z este sarcina ionului pozitiv.

În absenţa câmpurilor magnetice aplicate din exterior, tensorii iau forme diagonale, astfel încât expresia conductivităţii devine [1]:

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \upsilon_{ce}} + \frac{Z \cdot e^2 \cdot n_i}{m_i \cdot \upsilon_{ci}} \tag{4}$$

în care ν_{ce} şi ν_{ci} sunt frecvenţele de ciocnire ale electronilor, respectiv ionilor, cu particulele neutre (plasmă slab ionizată). Ţinând seama că $n_e \cong Z \cdot n_i$ şi $m_e \ll m_i$, cu bună aproximaţie:

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \upsilon_{ce}} \tag{5}$$

Aproximând, deci, conductivitatea plasmei prin conductivitatea electronică (aproximaţia ionilor în repaus), frecvenţa de ciocnire a electronilor într-o plasmă slab ionizată se exprimă prin relaţia:

$$\upsilon_{ce} = \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{n_e}{\sigma} \tag{6}$$

Plasma coloanei pozitive a unei descărcări luminescente de joasă presiune, în absenţa câmpului magnetic exterior, satisface condiţiile în care este valabilă relaţia (6). Cele două mărimi din relaţia (6) concentraţia electronilor, n_e, şi conductivitatea plasmei, σ, se determină prin metodele de sondă electrică descrise în lucrarile precedente.

Referinţe

[1]. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - lucrări de laborator, Editura Universităţii din Bucureşti, 1992

[2]. A. Guthrie - Vacuum Technology, John Wiley and Sons, Inc., London, 1963

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Întrebări

1. Cum afectează impuritățile prezente în gazul de lucru valoarea conductivității electrice?
2. Ce consecințe de natură teoretică şi experimentală are afirmația: "se consideră o plasmă slab ionizată, nemagnetizată şi omogenă"?
3. De ce densitatea de curent este doar aproximativ egala cu $\frac{I_{descarcare}}{S}$?

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

6. DETERMINAREA VITEZEI DE DRIFT A ELECTRONILOR ÎN PLASMĂ

Introducere

Atunci când electronii din plasmă se află sub acțiunea unui câmp electric, fie el și de intensitate moderată, nu pot fi priviți ca niște ioni cu masă foarte mică: chiar și în cele mai slabe câmpuri electrice, electronii acumulează energie cinetică mult peste energia termică a particulelor grele. Cu toate că și asupra lor acționează câmpul electric, ionii au aceeași energie cinetică medie ca și particulele neutre (atomi, molecule). În practică, multe aplicații, incluzând tehnologii cu plasmă, necesită cunoașterea vitezelor de drift ale electronilor [1,2].

În continuare vor fi prezentate două metode de determinare a vitezelor de drift electronice într-o plasmă de curent continuu de neon. Prima metodă folosește un model teoretic, care ține seama atât de energia câmpului, cât și de energia termică a electronilor. A doua metodă ia în considerare curentul de descărcare și distribuția radială a densității electronilor. Aceasta din urmă este obținută cu ajutorul tehnicii de sondă Langmuir.

Teoria

Un model simplificat [3], ne conduce la următoarea relație pentru viteza de drift a electronilor:

$$v_d = \frac{2}{3}\frac{e \cdot E \cdot \lambda_{1e}}{m_e \cdot \langle v_e \rangle \cdot p} \qquad (1)$$

unde e și m_e sunt, respectiv, sarcina electronică și masa electronică, $\langle v_e \rangle$ este viteza termică a electronilor în plasmă, E este câmpul electric în plasmă, λ_{1e} este drumul liber mediu al electronilor la presiunea de 1 torr, iar p este presiunea gazului. Relația (1) este în mod special importantă deoarece arată că v_d depinde de parametrul de similitudine $\frac{E}{p}$.

Cea de-a doua metodă de determinare a vitezelor de drift implică exprimarea curentului de descărcare ca funcție de vitezele de drift și de densitățile electronilor și ionilor:

BCU TIMIȘOARA CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$I_d = e\int_0^R v_d \cdot n_e \cdot 2\pi r \cdot dr + e\int_0^R v_{di} \cdot n_i \cdot 2\pi r \cdot dr \qquad (2)$$

unde n_e şi n_i sunt densităţile electronilor şi respectiv ionilor, iar r este raza tubului de descărcare [4].

În condiţiile în care se desfăşoară experimentul, se poate afirma că ionii nu contribuie la curentul de descărcare cu mai mult de 1%; practic tot curentul de descărcare este dat de curentul electronic. Cu această simplificare, rescriem relaţia (2) astfel:

$$I_d = e\int_0^R v_d \cdot n_e \cdot 2\pi r \cdot dr \qquad (3)$$

Presupunând că temperatura electonilor T_e, temperatura gazului şi câmpul electric longitudinal sunt constante în toata secţiunea tubului, putem rescrie relaţia (3) după cum urmează:

$$v_d = \frac{I_d}{e\int_0^R n_e \cdot 2\pi r \cdot dr} \qquad (4)$$

Integrarea densităţii de electroni pe secţiunea tubului, necesară în relaţia (4), se face numeric.

Experimentul

Montajul experimental este prezentat în figura 6.1. Tubul de descărcare are diametrul interior de 45 mm şi lungimea de 500 mm. Anodul, un disc de nichel cu diametrul de 35 mm, poate fi mişcat în lungul tubului pe o distantă de 200 mm. Sonda plană, cu diametrul de 2 mm, poate fi deplasată radial. Catodul tubului este confecţionat din wolfram şi este încălzit de un curent de 1 A. Gazul de lucru este neon.

Se videază tubul până la o presiune de circa 10^{-5} torr, apoi se introduce în tub neon la o presiune de aproximativ 1 torr. Se stabileşte un curent de 1 A prin filamentul catodului si se aprinde descărcarea. La un curent de descărcare de 10 mA se deplasează anodul astfel încât sonda, plasată în axul tubului, să se afle în coloana pozitivă. În aceste condiţii se înregistrează 4 caracteristici volt-amperice de sondă, plasând pe rând sonda la 0 mm, 7 mm,

BCU "ALEXANDRU IOAN CUZA" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

14 mm şi respectiv 21 mm de axul tubului. Pentru fiecare dintre aceste caracteristici, se calculează densitatea electronilor folosind teoria sondei simple Langmuir (vezi lucrarea 4.1) [5]. Având în vedere că sonda folosită este o sondă plană, relația de determinare a densității electronilor este:

$$n_e = \frac{i_{+sat}}{e\sqrt{\frac{2kT_e}{m_+}}A_s} \qquad (5)$$

unde i_{+sat} este curentul ionic de saturație (vezi lucrarea 3.1), T_e este temperatura electronilor (vezi lucrarea 3), m_+ este masa unui ion pozitiv tipic (A = 28) [2], iar A_s este aria colectoare a sondei.

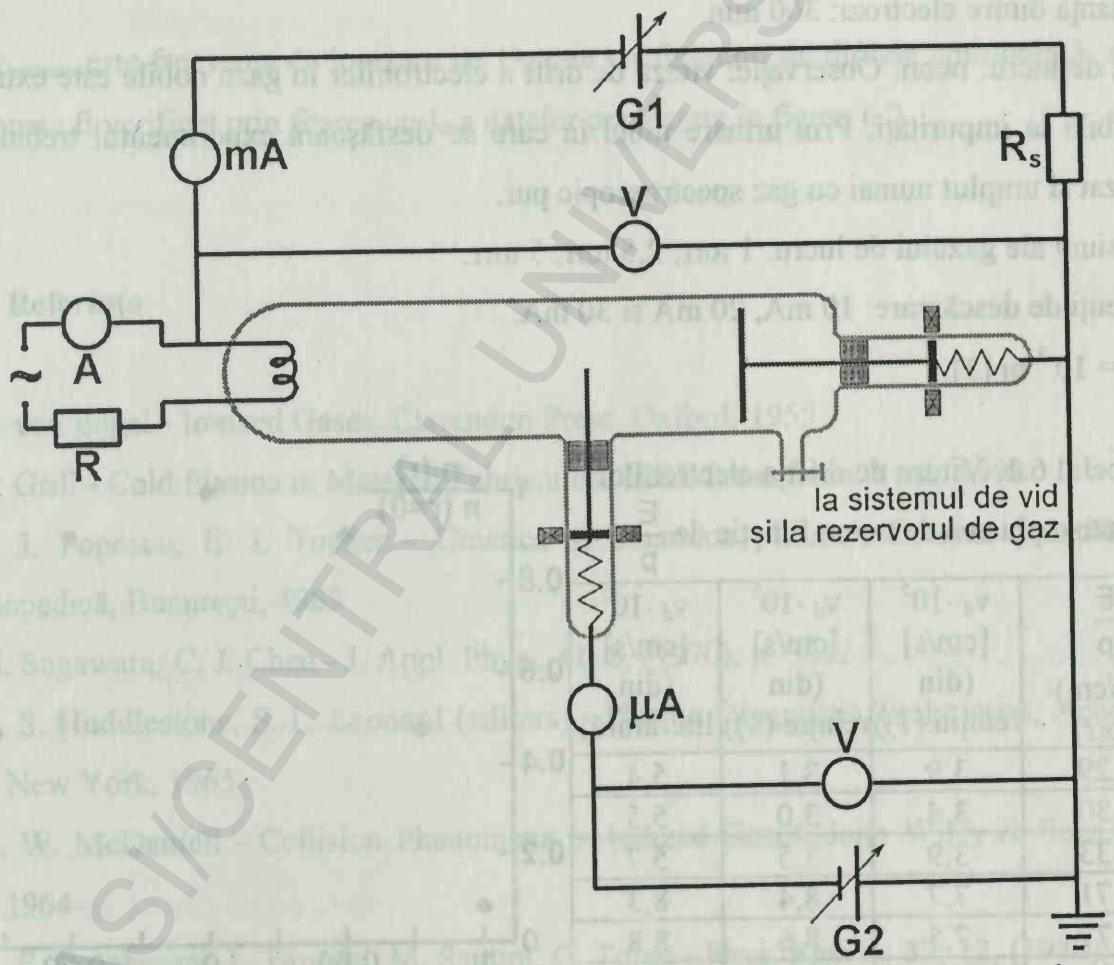


Figura 6.1. Montajul experimental folosit pentru determinarea vitezei de drift a electronilor

Pentru a putea folosi relația (1), trebuie să ținem seama că $\langle v_e \rangle$ este legată de T_e prin relația:

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \qquad (6)$$

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Pentru fiecare curent de descărcare se va determina şi câmpul electric longitudinal E prin metoda electrodului mobil (vezi lucrarea 2.1). De asemenea, trebuie cunoscută valoarea lui λ_{1e}. Aceasta este obținută din literatura de specialitate [6-8].

Exemplu de prelucrare a datelor experimentale

În tabelul 6.1 sunt prezentate unele rezultate experimentale obținute cu acest dispozitiv experimental [9]. Condițiile experimentale în care au fost obținute rezultatele sunt prezentate mai jos:

- distanța dintre electrozi: 360 mm.
- gaz de lucru: neon. Observație: viteza de drift a electronilor în gaze nobile este extrem de sensibilă la impurități. Prin urmare tubul în care se desfăşoară experimentul trebuie bine degazat şi umplut numai cu gaz spectroscopic pur.
- presiuni ale gazului de lucru: 1 torr, 2.5 torr, 5 torr.
- curenți de descărcare: 10 mA, 20 mA si 30 mA.
- $\lambda_{1e} = 10^{-3}$ m [3].

Tabelul 6.1. Viteza de drift a electronilor într-o plasmă de neon, funcție de $\frac{E}{p}$

$\frac{E}{p}$ [(V/cm)··torr]	$v_d \cdot 10^5$ [cm/s] (din relația (1))	$v_d \cdot 10^5$ [cm/s] (din relația (4))	$v_d \cdot 10^5$ [cm/s] (din literatură)
0,29	3,9	3,1	5,4
0,30	3,4	3,0	5,5
0,33	3,9	3,5	5,7
0,71	7,7	8,4	8,3
0,77	7,5	8,6	8,8
0,79	8,1	9,5	9,6
0,80	11,2	11,6	10,3
1,50	17,9	17,6	17,3
1,80	21,1	20,8	20,3

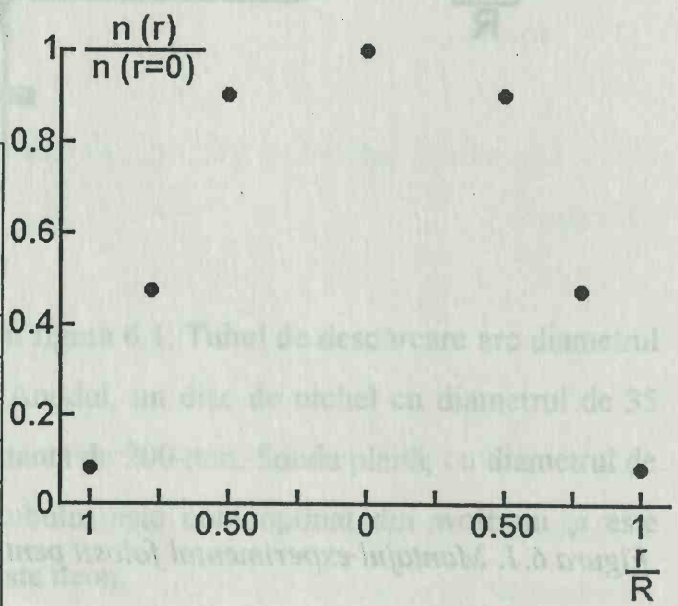


Figura 6.2. Densitatea relativă a electronilor ca funcție de raza tubului pentru I_d=30 mA, p=1 torr. Densitatea electronilor pe axul tubului este de circa $7 \cdot 10^{16}$ m^{-3}.

Coloana a patra a tabelului 6.1 prezintă, pentru comparație, rezultatele citate în literatura de

specialitate [6-8]. În figura 6.2 este înfățișată densitatea relativă a electronilor ca funcție de raza tubului pentru I_d=30 mA, p=1 torr.

Observație

• Potrivit teoriei Schottky a coloanei pozitive, variația radială a densității electronilor în coloana pozitivă este descrisă de funcția Bessel de ordinul 0:

$$n_e(r) = n_e(r=0) \cdot J_0\left(\sqrt{\frac{\nu_{ionizare}}{D_a}}\, r\right) \qquad (7)$$

unde $\nu_{ionizare}$ este frecvența de ionizare iar D_a este coeficientul de difuzie ambipolară. Acest lucru poate fi verificat prin fitarea cu J_0 a datelor prezentate în figura 6.2.

Referințe

[1]. A. von Engel - Ionized Gases, Clarendon Press, Oxford, 1955

[2]. A. Grill - Cold Plasma in Material Fabrication, IEEE Press, New York, 1994

[3]. I. I. Popescu, E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei, Editura Ştiințifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1983

[4]. M. Sugawara, C. J. Chen - J. Appl. Phys., 41, 8, (1970), p. 3442

[5]. R. S. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[6]. E. W. McDaniell - Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, 1964

[7]. A. F. Borghesani, L. Bruschi, M. Santini, G. Torzo - Phys. Rev. A, **37**, 12, (1988), p. 4828

[8]. J. L. Delcroix, A. Bers - Physique des plasmas, vol.1, InterEditions et CNRS Editions, Paris, 1994

[9]. V. Covlea, A. Belea, H. Andrei, E. Barna - Analele Universității din Bucureşti. Fizica, **XLIX**, (2001)

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Întrebări

1. De ce intensitatea curentului de descărcare nu are expresia simplă $I_d = n_e \cdot e \cdot S \cdot v_d$?

2. Care sunt avantajele şi dezavantajele metodei de determinare a vitezelor electronice de drift, cunoscând distribuţia radială a concentraţiei electronilor?

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 1. NOȚIUNI FUNDAMENTALE. PARAMETRII PLASMEI

- Plasma este – luând în considerare energia particulelor care o constituie – a patra stare a materiei, diferită de stările solidă, lichidă sau gazoasă.

Riguros, plasma poate fi definită ca un sistem cvasineutru electric, format din particule încărcate şi neutre, care au un "comportament" colectiv, fotoni şi câmpuri electromagnetice. Particulele încărcate cu sarcină pozitivă sunt ionii atomici sau moleculari, iar cele încărcate cu sarcină negativă sunt, de obicei, electronii şi, în unele cazuri, electronii şi ionii negativi. Particulele neutre sunt atomii sau moleculele care se pot afla fie în stare fundamentală, fie în diferite stări excitate.

- Raportul dintre numărul particulelor încărcate din unitatea de volum şi numărul total de particule din unitatea de volum se numeşte **gradul de ionizare a plasmei**:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n} \qquad (1)$$

fiind un parametru care defineşte densitatea particulelor încărcate.

Plasma complet ionizată se caracterizează prin absența totală a particulelor neutre ($n_n = 0$), adică printr-un grad de ionizare egal cu unitatea.

Pentru plasmele din descărcările de joasă presiune, gradul de ionizare este, de regulă, $10^{-6} – 10^{-3}$. Totuşi, dacă descărcarea electrică este confinată de un câmp magnetic, gradul de ionizare poate fi 10^{-2} sau chiar mai mare.

- Plasma este caracterizată, în general, de un grup de parametri:
  - densitatea particulelor neutre n_n;
  - densitățile electronilor şi ionilor, n_e şi n_i;
  - distribuțiile energetice ale particulelor neutre, ionilor şi electronilor.

- Temperatura este unul dintre parametrii fizici care definesc starea unui gaz neutru în echilibru termodinamic. Cum am văzut, plasma conține un amestec de particule cu diferite mase şi sarcini electrice. Într-o primă aproximație, plasma poate fi considerată ca fiind

alcătuită (din punct de vedere termic) din două subsisteme, cel al electronilor şi cel al particulelor grele (molecule sau atomi neutri şi ioni), fiecare subsistem fiind în echilibru termic. De aceea, ionii şi electronii pot fi caracterizaţi de temperaturile lor proprii: temperatura ionilor, T_i, şi temperatura electronilor, T_e. În anumite cazuri, alte temperaturi pot caracteriza particulele din plasmă. În acelaşi timp, particulele grele din plasmă pot fi caracterizate de temperatura gazului, T_g, temperatura de excitaţie, T_{ex}, temperatura de ionizare, T_{ion}, temperatura de disociere, T_d, temperatura radiaţiei, T_r.

Echilibrul termodinamic în plasmă se realizează doar dacă:

$$T_g = T_{ex} = T_{ion} = T_d = T_r = T_e \qquad (2)$$

Echilibrul termodinamic nu poate fi realizat, întrucât temperatura T_r de la limita plasmei nu poate fi egală cu temperatura T_r din "miezul" plasmei. În anumite condiţii este posibil să se realizeze un echilibru termodinamic local în plasmă (ETL). În plasmele de joasă presiune, în general, nu sunt îndeplinite condiţiile de stabilire a ETL. În aceste plasme, temperatura electronilor este parametrul cel mai important.

• Un alt parametru important al plasmei este **lungimea Debye**. Dacă în plasmă se produce un câmp electric, particulele încărcate vor reacţiona astfel încât să reducă efectul câmpului. Desigur, electronii (mai mobili) vor răspunde mai repede pentru diminuarea câmpului electric. Dacă în plasmă există un exces de particule pozitive sau negative va apărea un câmp electric, "restaurator", care va reda plasmei caracteristica de cvasineutralitate. Fie $\frac{\Delta n}{n_0}$ abaterea relativă de la cvasineutralitate (n_0 – concentraţia plasmei) într-o sferă din plasmă având raza R. Atunci, câmpul electric restaurator are expresia:

$$E = \frac{e \cdot n_0 \cdot R}{3 \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{\Delta n}{n} \qquad (3)$$

unde ε_0 este permitivitatea dielectrică a vidului.

Să presupunem că în plasma cvasineutră introducem o sarcină electrică pozitivă q. Sarcina creează un potenţial electric, ce în vid ar avea valoarea:

$$V_0 = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \qquad (4)$$

r fiind distanța măsurată de la sarcină. În plasmă, potențialul este modificat de prezența electronilor şi ionilor, valoarea lui putând fi obținută prin rezolvarea ecuației Poisson:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{5}$$

unde ρ este densitatea totală de sarcină

$$\rho = e \cdot (n_i - n_e) + q \cdot \delta(r) \tag{6}$$

δ(r) fiind funcția δ a lui Dirac (q este o sarcină punctiformă).

Presupunând că electronii sunt în echilibru termodinamic la temperatura T_e, densitatea numerică a lor va fi:

$$n_e = n \cdot \exp\left(\frac{e \cdot V}{k \cdot T_e}\right) \tag{7}$$

Dacă $e \cdot V << k \cdot T_e$, soluția ecuației (5) este:

$$V(r) = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) = V_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \tag{8}$$

unde

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 \cdot k \cdot T_e}{n_e \cdot e^2}\right)^{1/2} \tag{9}$$

şi poartă denumirea de **lungime de ecranare Debye a electronilor** sau **lungime Debye**.

Ecuația (8) arată cum modifică plasma potențialul unei sarcini în vid, V_0, producând atenuarea potențialului pe o distanță egală cu lungimea Debye. Cu alte cuvinte, orice particulă încărcată electric, aflată în repaus în plasmă, nu poate acționa pe o distanță prea mare din jurul ei. Potențialul coulombian este drastic modificat de factorul de ecranare, care face ca influența acestui potențial să scadă până la valori neglijabile pe o distanță mult mai mică decât în vid. Plasma are proprietatea de a izola orice corp perturbator, împiedicând extinderea acțiunii perturbatoare în tot volumul, datorită stratului de sarcină spațială a cărui grosime este de ordinul distanței de ecranare λ_D. Desigur, acelaşi lucru se întâmplă şi în cazul introducerii în plasmă a unui conductor aflat la un potențial pozitiv (strat negativ) sau

B.C.U. „M. EMINESCU" IAŞI
BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

negativ (strat pozitiv) față de potențialul plasmei. Acesta este şi cazul sondelor electrostatice.

• Pentru o plasmă de joasă presiune λ_D este de ordinul 10^{-4} m sau chiar mai mică. Energia potențială a unei particule de sarcină e, la distanța λ_D va fi:

$$e \cdot V_D = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda_D} = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{e^2}{\lambda_D} \cong 10^{-5}\,eV \qquad (10)$$

Energia medie de agitație termică este – pentru electroni – $k \cdot T_e \cong 1$ eV. Pentru ioni, este de sute de ori mai mică. Atunci, este justificată afirmația că energia potențială a unei sfere Debye (sfera de rază λ_D) este mică față de energia de agitație termică:

$$\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda_D} << k \cdot T \qquad (11)$$

T fiind temperatura electronilor sau a ionilor. În cazul plasmelor izoterme $T_e \cong T_i = T$.

Considerând cazul electronilor, cu condiția

$$e \cdot V << k \cdot T_e \qquad (12)$$

şi exprimând T_e în funcție de λ_D, obținem:

$$\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot \lambda_D} << \frac{e^2 \cdot n_e}{\varepsilon_0} \cdot \lambda_D$$

sau

$$\lambda_D^3 >> \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot n_e}$$

Exprimând λ_D prin numărul electronilor necompensați din sfera Debye

$$N_D = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \lambda_D^3 \cdot n_D$$

(n_D – numărul electronilor necompensați din unitatea de volum din sfera Debye)

rezultă

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$N_D >> \frac{1}{3} \cdot \frac{n_D}{n_e}$$

Ținând seama că distribuția electronilor este de tipul Boltzman – Maxwell şi că este îndeplinită relația (12) obținem că:

$$N_D >> 1 \tag{13}$$

Prin urmare, numărul de electroni din sfera Debye trebuie să fie destul de mare.

- O altă mărime caracteristică importantă a plasmei este **lungimea Landau**, λ_L, care reprezintă distanța medie dintre purtătorii de sarcină la care energia de interacție electrostatică în vid este egală cu energia cinetică medie a particulelor.

$$\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\lambda_L} = k \cdot T \tag{14}$$

de unde

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot T} \tag{15}$$

(Particulele sunt electroni sau ioni simpli, $q = e$).

Cu ajutorul lungimii Landau vom putea stabili când putem aproxima un gaz ionizat cu un gaz ideal. Fie d distanța medie dintre particulele încărcate. Plasma se va comporta ca un gaz ideal când energia de interacție electrostatică este neglijabilă față de energia termică

$$\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d} << k \cdot T \tag{16}$$

Ținând seama de relația (15) rezultă:

$$\lambda_L << d \tag{17}$$

- Deşi plasma este cvasineutră, pot avea loc perturbări de la neutralitate în volume mai mici decât volumul sferei Debye. Abaterii microscopice spațiale de la condiția de cvasineutralitate a plasmei îi corespunde o abatere microscopică temporală. Această abatere temporală este rezultatul tendinței pe care o are plasma de a rămâne cvasineutră, ceea ce

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

determină apariția câmpurilor electrice restauratoare. Datorită masei lor mici, electronii răspund mai rapid decât ionii la forțele electrice generate de perturbațiile de la neutralitate. Răspunsul la perturbații îl reprezintă oscilațiile electronilor. Frecvența acestor oscilații, numită **frecvența Langmuir** este dată de relația:

$$\upsilon_p = \frac{1}{2\cdot\pi}\cdot\left(\frac{n_e\cdot e^2}{m_e\cdot\varepsilon_0}\right)^{1/2} \cong 9\cdot n_e^{1/2} \qquad (18)$$

sau

$$\omega_p = \left(\frac{n_e\cdot e^2}{m_e\cdot\varepsilon_0}\right)^{1/2}$$

Pentru o densitate obișnuită a plasmei, de ordinul 10^{16} m^{-3}, frecvența plasmei este mult mai mare decât 13.56 MHz, frecvența folosită în general pentru a susține o descărcare de radiofrecvență.

Se poate deduce imediat că frecvența plasmei este legată de lungimea Debye prin relația:

$$\lambda_D\cdot\omega_p = \left(\frac{k\cdot T_e}{m_e}\right)^{1/2} \qquad (19)$$

Această ecuație arată că electronii pot să se miște pe o distanță de o lungime Debye în timpul unei perioade a oscilației plasmei. Aceasta mai arată că dacă o perturbație de frecvență $\omega < \omega_p$ se produce în plasmă, electronii pot răspunde rapid pentru a menține cvasineutralitatea plasmei.

- Din cele prezentate anterior, un gaz ionizat este o plasmă dacă îndeplinește condițiile:

$$\lambda_L << L \qquad (20)$$

(L – dimensiunea caracteristică a plasmei)

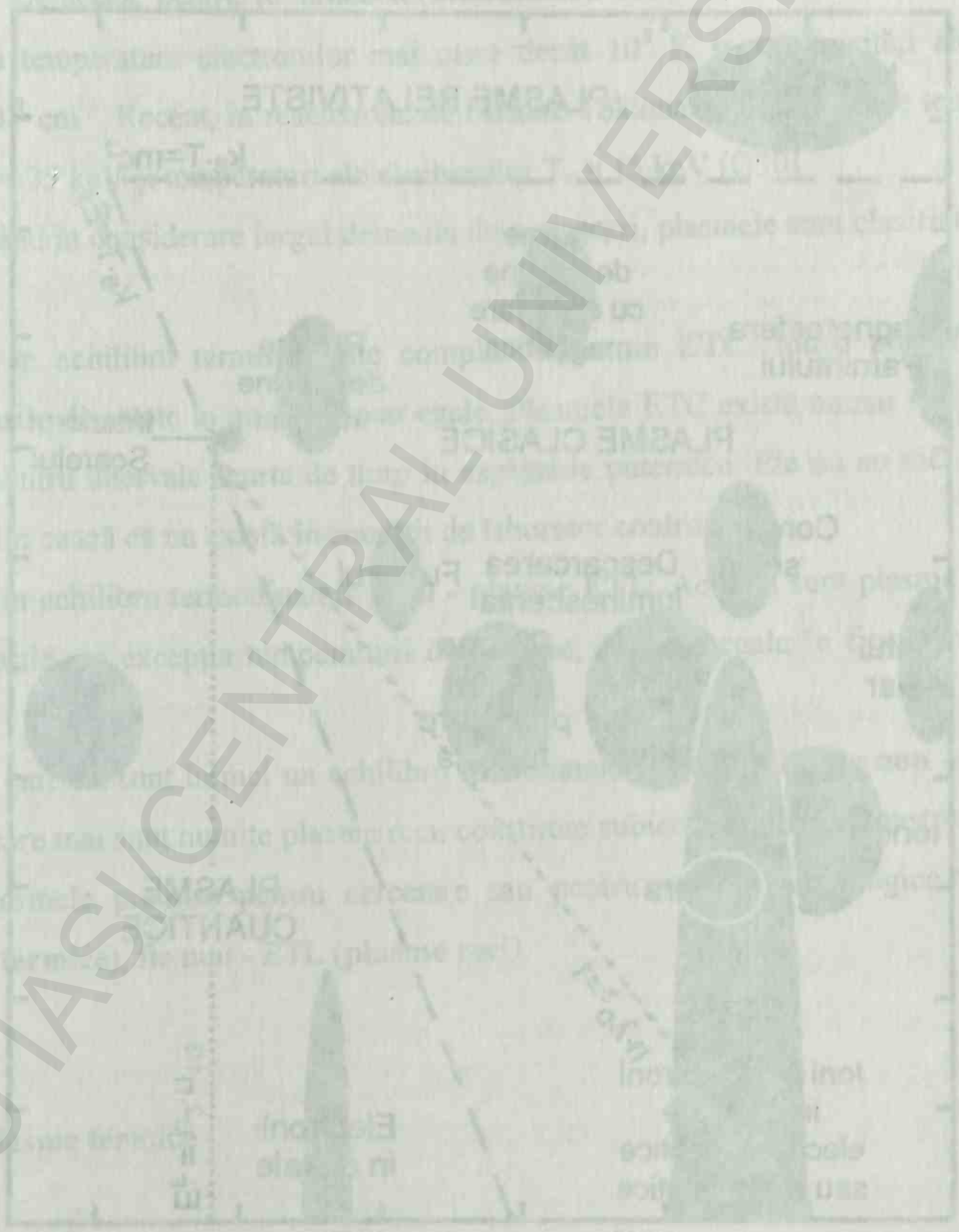
$$N_D >> 1 \qquad (21)$$

O a treia condiție este legată de frecvența ciocnirilor în plasmă. Dacă particulele încărcate au o frecvență de ciocnire cu neutrii foarte mare, mișcarea lor este controlată mai

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

degrabă de forțele hidrodinamice obișnuite decât de forțele electromagnetice. În aceste circumstanțe, condiția de comportare colectivă nu este satisfăcută, iar gazul ionizat nu se comportă ca o plasmă. Dacă τ este timpul mediu dintre ciocnirile particulelor încărcate cu atomii neutri, produsul trebuie să fie mai mare decât 1 pentru ca gazul să aibă comportarea de plasmă:

$$\omega \cdot \tau >> 1 \tag{22}$$



BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 2. TIPURI DE PLASME

Aproape toată materia Universului se gaseste în starea de plasmă (stelele, norii de gaz interstelar etc.). Pe Pământ, plasma este produsă în mod natural (fulgerul) sau de către om, în scopuri tehnologice sau academice, cu ajutorul unei mari diversități de instalații. Plasma întâlnită în natură acoperă un foarte larg domeniu al temperaturilor şi densităților electronice. Cum se arată în figura A2.1, densitatea plasmei, n_e, se află în intervalul 1 cm^{-3} – 10^{30} cm^{-3}, în timp ce temperatura electronilor, T_e poate varia între 1 K şi 10^{11} K.

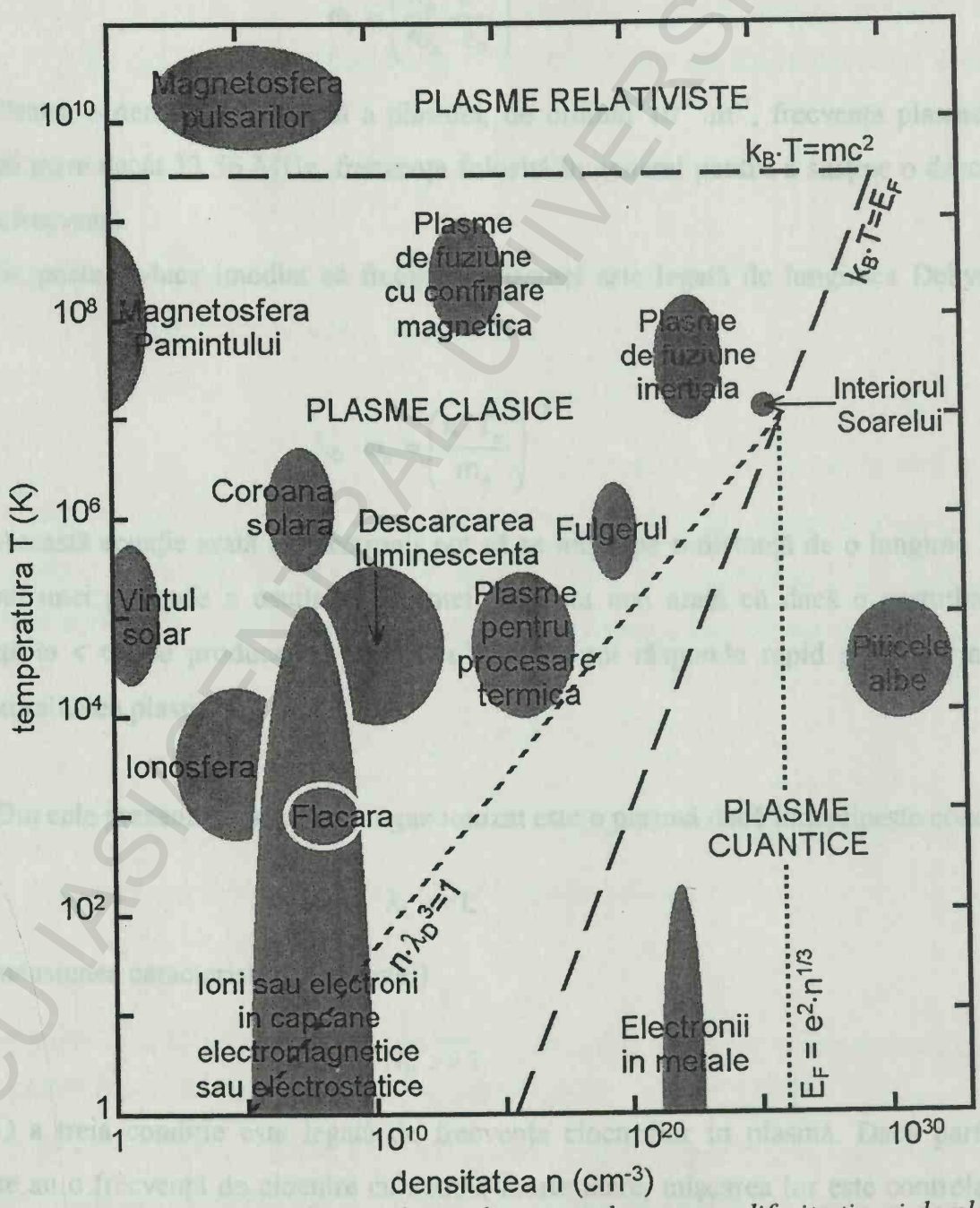


Figura A2.1. Temperatura electronilor şi densitatea lor pentru diferite tipuri de plasme

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Vântul solar este un flux continuu de particule încărcate cu $n_e = 5\ cm^{-3}$ şi $T_e = 10^5$ K. **Materia interstelară** conţine o plasmă de hidrogen cu densitatea de $1\ cm^{-3}$. **Ionosfera**, care se întinde de la altitudinea de aproximativ 50 km până la altitudinea de circa 500 km, este populată de o plasmă slab ionizată cu o densitate variind în jurul lui $10^5\ cm^{-3}$ şi o temperatură de circa 10^3 K, în timp ce **stelele** au temperaturile suprafeţelor în domeniul [5000 K, 70000 K]. Ele constau în întregime din plasmă, stratul exterior fiind parţial ionizat, iar interiorul destul de fierbinte fiind complet ionizat. Temperatura în centrul Soarelui este de aproximativ 10^7 K. Reacţia de fuziune nucleară între atomi de deuteriu şi tritiu are o valoare rezonabilă a secţiunii eficace pentru energii cinetice ale nucleelor de peste 5 keV ($6 \cdot 10^7$ K). De aceea, pentru **fuziunea termonucleară controlată** este necesar să se creeze plasme cu temperatura electronilor mai mare decât 10^8 K şi cu densităţi ale ionilor de ordinul $10^{11}\ cm^{-3}$. Recent, în reactoarele de fuziune Tokamak, au fost atinse temperaturi ale ionilor $T_i = 35$ keV şi temperaturi ele electronilor $T_e = 15$ keV [G30].

Luând în considerare largul domeniu de parametri, plasmele sunt clasificate în câteva categorii:

- Plasme în echilibru termodinamic complet - **plasme ETC**. Într-o plasmă ETC toate temperaturile discutate în anexa 1 sunt egale. Plasmele ETC există numai în stele sau sunt produse pentru intervale scurte de timp în exploziile puternice. Ele nu au nici o importanţă practică din cauză că nu există în condiţii de laborator controlate.
- Plasme în echilibru termodinamic local - **plasme ETL**. Acestea sunt plasme în care toate temperaturile, cu excepţia temperaturii de radiaţie, T_r, sunt egale în fiecare volum mic al plasmei.
- Plasme care nu sunt în nici un echilibru termodinamic local - **plasme non - ETL**. Aceste plasme, care mai sunt numite plasme reci, constituie subiectul discuţiei noastre.

Plasmele produse pentru cercetare sau pentru scopuri tehnologice sunt fie ETL (**plasme termice**), fie non - ETL (**plasme reci**).

Plasme termice

Plasmele ETL pot exista în două circumstanţe:

- când particulele grele au energii mari, la temperaturi de ordinul 10^6-10^8 K (10^2 - 10^4 eV)

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- când presiunea este cea atmosferică, la temperaturi de ordinul 10^3 K

O creştere a presiunii în plasmă conduce la o creştere a numărului de ciocniri dintre electroni şi speciile grele. Drept rezultat, când presiunea în sistem creşte spre presiunea atmosferică, cele două sisteme tind să atingă acelaşi echilibru termodinamic, cum se arată în figura A2.2. Spre exemplu, în arcurile electrice sau în jeturile de plasmă operând la presiuni de aproximativ o atmosferă, temperatura electronilor este aproximativ egală cu cea a componentelor grele $T_e = T_g$. Temperatura gazului în interiorul acestor plasme poate atinge valori între 20000 K şi 30000 K. Astfel de plasme în ETL la presiune atmosferică sunt numite **plasme termice.**

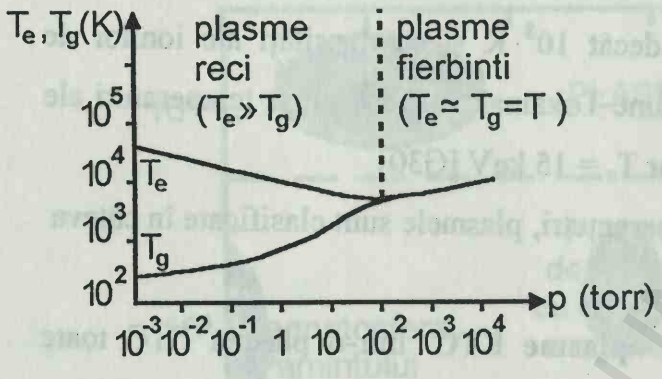


Figura A2.2. Variaţia temperaturii electronice (T_e) respectiv a speciilor grele (T_g) cu presiunea gazului

Plasmele produse pentru a genera fuziunea termonucleară controlată sunt plasme în ETL cu particule de mare energie. Aceste energii pot fi obţinute la presiuni joase de 10^{-8} torr - 10^{-3} torr, iar problema principală în încălzirea acestor plasme este de a preveni interacţia particulelor de mare energie cu pereţii reactorului. Interacţia cu pereţii conduce atât la pierderi de energie din plasmă, cât şi la contaminarea plasmei cu particule pulverizate din pereţii instalaţiei care generează plasma. Problemele cele mai importante care trebuie rezolvate în vederea obţinerii fuziunii controlate sunt legate de încălzirea şi menţinerea plasmei la temperatura necesară (aproximativ 10^8 K) precum şi de confinarea ei.

Plasmele reci

În descărcările de joasă presiune nu se atinge echilibrul termodinamic, nici măcar echilibrul termodinamic local, între electroni şi particulele grele; aceste plasme sunt de tipul non - ETL. În aceste plasme, temperatura electronilor este mult mai mare decât cea a particulelor grele: $T_e \rangle\rangle T_i \rangle T_g \rangle T_{ex}$. Electronii pot atinge temperaturi de 10^4 K - 10^5 K (1 - 10 eV), în timp ce temperatura gazului poate fi egală cu temperatura camerei. Din acest motiv,

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

astfel de plasme sunt numite **plasme reci**.

Prezentarea noastră se va referi la plasmele reci. Aceste plasme sunt produse cu generatoare de curent continuu (DC), de radiofrecvență (RF) sau de microunde (MW).

• **Descărcarea luminescentă de curent continuu**

Să considerăm un tub cilindric de sticlă în care sunt montați doi electrozi plani și paraleli - umplut cu un gaz la presiune joasă ($p < 5$ torr). Aplicând o tensiune continuă între electrozi (figura A2.3), prin circuit va trece un curent electric, limitat de rezistența electrică a gazului, de rezistența internă a sursei și de rezistența R. Se realizează astfel o descărcare electrică în gaze [G11, G15, 1, 2].

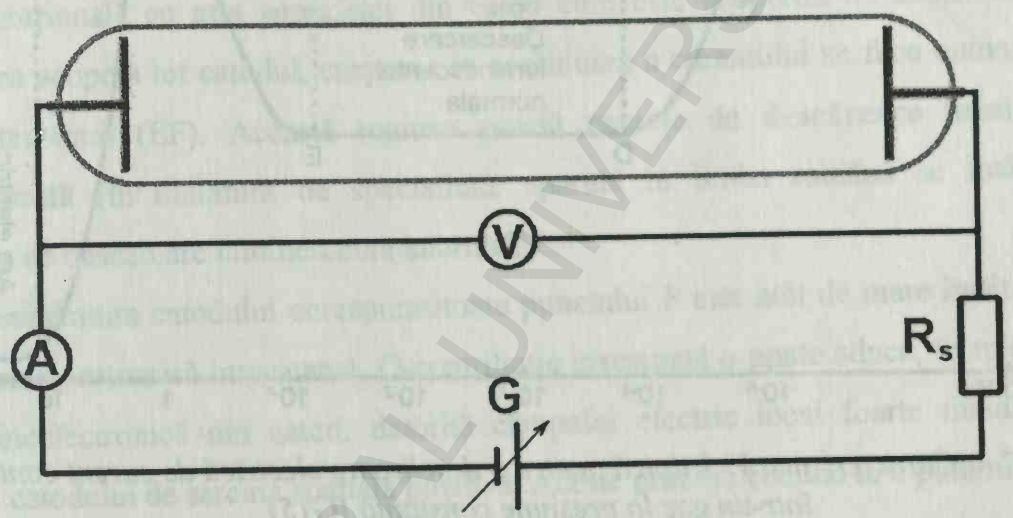


Figura A2.3. Schema electrică de principiu folosită pentru producerea descărcărilor electrice de curent continuu

În figura A2.4 este prezentat aspectul tipic al caracteristicii curent - tensiune pentru descărcările electrice în gaze, care pot fi obținute în spațiul dintre doi electrozi plani, paraleli, la presiune constantă, în curent continuu [G15, 1].

Pentru valori mici ale tensiunii electrice aplicate, U, gazul este un foarte bun izolator. Totuși, chiar și între electrozi reci, fără emisie fotoelectronică, autoelectronică sau exoelectronică, ia naștere un curent electric de intensitate foarte mică, datorat unor agenți de ionizare externi (cum ar fi radiația cosmică). Regiunea AB a caracteristicii din figura A2.4 corespunde unei **descărcări întreținute** de ionizatori externi, fie permanenți (naturali, precum radiația cosmică), fie ocazionali (realizați artificial, precum emisia termoelectronică, emisia fotoelectronică etc).

Regiunea BC corespunde descărcărilor întreținute atât de ionizatori externi, cât și de

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

procese fizice proprii tubului de descărcare, cum ar fi ionizările în volum prin ciocniri electronice şi emisie secundară electronică din catod. Ea corespunde deci unor descărcări parţial întreţinute (semiîntreţinute) şi poartă numele de **descărcări Townsend** (datorită proceselor caracterizate prin coeficienţii lui Townsend α şi γ).

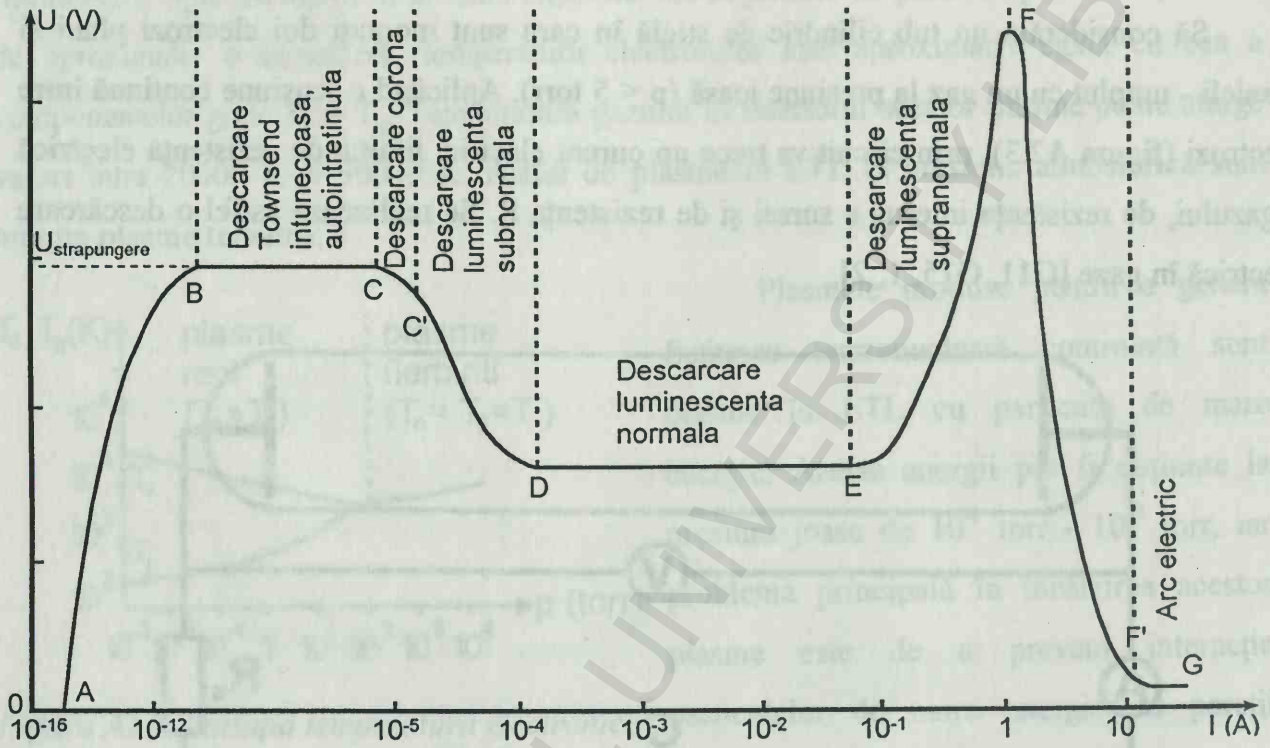


Figura A2.4. Caracteristica V- I tipică pentru o descărcare electrică de curent continuu într-un gaz la presiune constantă [G15]

Atât descărcarea întreţinută (AB), cât şi cea semiîntreţinută (BC) se produc la curenţi foarte mici, cum se vede în figura A2.4. În acest caz, sarcina spaţială dintre electrozi este neglijabilă şi, în consecinţă, ea nu distorsionează aproape deloc câmpul electric aplicat [G8]. La curenţi mici este scăzută şi concentraţia atomilor excitaţi, ceea ce duce la o emisie foarte slabă a radiaţiei luminoase, de unde şi numele de **descărcări întunecoase** dat descărcărilor reprezentate în figura A2.4 prin curba ABC.

Depăşind punctul C, după atingerea potenţialului de străpungere, în general, rolul sarcinilor spaţiale devine predominant, permiţând o ionizare mult mai eficientă a gazului. Aceasta conduce la o scădere a rezistenţei electrice a gazului, deci şi a tensiunii necesare pentru menţinerea descărcării. Corespunzător, curentul electric devine suficient de intens, iar descărcarea ia un aspect luminos, având culori sau nuanţe diferite de-a lungul ei. Datorită acestor forme luminoase, descărcările ce corespund domeniului C'DEF poartă numele de **descărcări luminescente**. În anumite condiţii (limitarea curentului datorită unei rezistenţe

mari înseriate tubului de descărcare, câmpul electric intens pe electrozi de rază de curbură mică) apare descărcarea **corona** (regiunea CC'), aceasta reprezentând un stadiu inițial al descărcării luminescente.

Regiunea de tranziție CD se numește regiunea **descărcării luminescente subnormale**.

Mărind în continuare intensitatea curentului electric prin scăderea rezistenței circuitului exterior apare o regiune (DE) în care căderea catodică rămâne constantă pentru un domeniu larg, de câteva ordine de mărime ale intensității curentului. În această regiune, numită **descărcare luminescentă normală**, nu toată suprafața catodului participă la descărcare. În general, densitatea de curent rămâne constantă, intensitatea curentului electric fiind proporțională cu aria suprafeței din catod care este acoperită de descărcare. Când descărcarea acoperă tot catodul, creșterea în continuare a curentului se face numai pe baza creșterii tensiunii (EF). Această regiune poartă numele de **descărcare luminescentă supranormală** (în literatura de specialitate aparută în limba română se întâlnește și denumirea de descărcare luminescentă anormală).

Temperatura catodului corespunzătoare punctului F este atât de mare încât are loc o emisie termoelectronică importantă. O contribuție însemnată o poate aduce, în unele cazuri, emisia autoelectronică din catod, datorită câmpului electric local foarte intens creat la suprafața catodului de sarcina spațială pozitivă. Aceste procese conduc la o puternică emisie de electroni, ceea ce are drept consecință scăderea rezistenței interne a gazului și a tensiunii dintre electrozi, intensitatea curentului crescând foarte mult (sute de amperi). Regiunea (F'G) corespunde **arcului electric**.

Din punct de vedere fenomenologic, descărcarea luminescentă se deosebește de descărcarea Townsend prin existența unei serii de zone luminoase și spații întunecoase (figura A2.5), în fiecare dintre ele proprietățile electrice și compoziția spectrală a radiației emise fiind diferite. În general, distingem părțile electrodice și plasma descărcării luminescente, care face legătura între zonele catodice și cele anodice.

Părțile catodice ale unei descărcări luminescente tipice sunt formate din:

- **spațiul Aston** – un strat subțire și total întunecat;
- **lumina catodică** – un strat subțire, ușor difuz în partea dinspre anod;
- **spațiul întunecos catodic** (spațiul Hittorf sau spațiul Crookes); această regiune emite foarte puțină lumină, apărând întunecoasă, în contrast cu regiunile vecine (în anumite

condiții, în acest spațiu pot fi observate, din ce în ce mai slab, a doua şi chiar a treia lumină catodică);

- **lumina negativă** – este cea mai strălucitoare parte a descărcării. Aceasta are o margine netă înspre spațiul întunecos catodic. Strălucirea atinge maximul, aproximativ, în mijlocul regiunii, apoi scade, difuz, spre următorul spațiu întunecos, spațiul Faraday. Grosimea luminii negative este comparabilă cu aceea a spațiului întunecos catodic, iar culoarea ei este caracteristică fiecărui gaz;

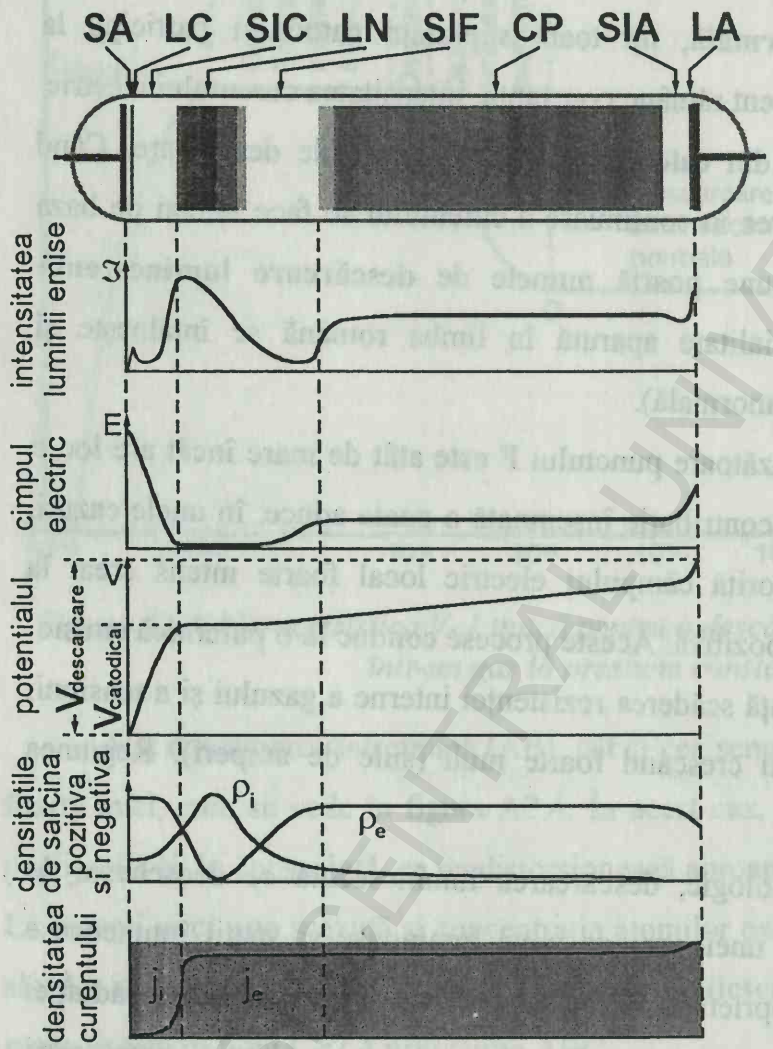


Figura A2.5. Variația intensității luminoase, a câmpului electric, a potențialului electric, a densităților sarcinilor pozitive şi negative şi a densităților de curent de-a lungul unei descărări luminescente de joasă presiune, cu electrozi plani [G15].

SA - spațiul Aston
LC - lumina catodică
SIC - spațiul întunecos catodic
LN - lumina negativă
SIF - spațiul întunecos Faraday
CP - coloana pozitivă
SIA - spatiul intunecos anodic
LA - lumina anodică

- **spațiul întunecos Faraday** – este o regiune de luminozitate foarte slabă. Lungimea acestui spațiu creşte cu raza tubului de descărcare şi este, în general, mai mare decât cea a luminii negative;

- **coloana pozitivă** – reprezintă plasma descărcării luminescente. Ea se prezintă sub forma unei coloane luminoase lungi, care se extinde până în imediata vecinătate a anodului, culoarea ei fiind caracteristică pentru fiecare gaz. În mai multe cazuri, coloana pozitivă nu este omogenă, prezentînd straturi (striații) staționare sau mobile; uneori, viteza straturilor

BCU "AS" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

este aşa de mare încât coloana se prezintă aparent omogenă [G15, 2, 3, 4, 5].

Părţile anodice ale unei descărcări luminescente tipice sunt:

- **spaţiul întunecos anodic**, care este limitat de coloana pozitivă, pe de o parte, şi de lumina anodică, pe de altă parte. Grosimea acestui spaţiu este mică, dar la presiuni joase ale gazului (10^{-13} torr) poate deveni apreciabilă;
- **lumina anodică** – în general, lungimea ei creşte cu descreşterea presiunii, prezentând forme şi culori specifice, în funcţie de materialul şi geometria anodului, precum şi de alţi parametri ai descărcării. Lumina anodică este deosebit de extinsă în gaze electronegative.

• **Arcul electric**

Dacă temperatura catodului unei descărcări luminescente supranormale creşte până se ajunge la incandescenţa catodului, intensitatea curentului de descărcare va fi mărită prin emisia termoelectronică din catod; creşterea intensităţii curentului va produce o creştere a temperaturii catodului şi deci, a emisiei termoelectronice. În aceste condiţii, o descărcare luminescentă supranormală va evolua rapid spre, ceea ce numim, **arcul electric**.

Principial, nu există deosebiri între arcul electric şi descărcarea luminescentă [G11, 6]. Aspectele particulare ce delimitează aceste două tipuri de descărcări sunt urmatoarele: (1) densitatea de curent în arcul electric este mult mai mare decât în cazul descărcării luminescente; (2) căderea catodică este mult mai mică decât cea a descărcării luminescente; (3) caracteristica volt-amperică a arcului electric are panta negativă, $\frac{dV}{dI} < 0$. Existenţa pantei negative a caracteristicii V(I) este considerată, de regulă, ca fiind criteriul care indică funcţionarea în regim de arc a descărcării; (4) temperatura catodului este, în general, mai mare decât în descărcarea luminescentă, dar nu întotdeauna este temperatura de incandescenţă (de exemplu în arcul electric cu emisie autoelectronică). Arcul electric se defineşte ca o descărcare de intensitate mare, cădere catodică mică şi caracteristică volt-amperică cu panta negativă [G8, G11, 6]. În ceea ce priveşte emisia electronilor din catod, ea este mai complexă decât în descărcarea luminescentă. Din acest punct de vedere, există următoarea clasificare a arcurilor electrice:

• Arcul electric cu emisie termoelectronică se produce când descărcarea încălzeşte catodul până la temperaturi suficient de mari pentru a se întreţine o puternică emisie termoelectronică, însă nu atât de mare încât să conducă la evaporarea materialului catodului.

BCU CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

Acest regim se realizează, de obicei, între electrozi de grafit sau din metale cu punctul de topire ridicat (W, Mg etc)

• Arcul cu emisie autoelectronică se formează atunci când temperatura catodului este insuficientă pentru a determina o emisie termoelectronică destul de intensă, iar sarcina spațială pozitivă din fața sa este destul de mare pentru a favoriza apariția câmpurilor electrice intense, capabile să susțină o emisie autoelectronică apreciabilă.

De multe ori emisia termoelectronică, emisia autoelectronică şi evaporarea metalului catodului există simultan, dar în proporții diferite. Când predomină emisia autoelectronică ("de câmp"), descărcarea se mai numeşte şi arc cu catod rece. Acest regim se poate realiza cu un catod lichid (de exemplu Hg) sau cu un catod metalic având temperatura de topire scazută (de exemplu Ag, Cu).

• Arcul de joasă tensiune. În această categorie intră arcurile cu catod încălzit din exterior. Dacă tensiunea arcului este mai mică decât potențialul de ionizare V_i al gazului, dar mai mare decât potențialul de excitare V_e al gazului ($V_e < V < V_i$), se realizează aşa numitul arc normal, mecanismul său incluzând şi ionizările cumulative. Dacă tensiunea de ardere este mai mică decât potențialul V_e ($V < V_e$), vorbim despre arcul anormal. Mecanismul arcului anormal include şi contribuția oscilațiilor plasmei.

• Descărcările de radiofrecvență

În continuare vom analiza cazul în care câmpul electric este variabil, şi vom presupune că variația câmpului se face după o lege sinusoidală, presupunând, de asemenea, că spațiul de descărcare prezintă o perfectă simetrie în ceea ce priveşte forma şi materialul electrozilor, precum şi poziția lor în tubul de descărcare.

Dacă se aplică un câmp electric de frecvență joasă (<100 Hz) între cei doi electrozi ai tubului de descărcare, fiecare electrod acționează alternativ ca anod sau catod. Dacă valoarea diferenței de potențial variabile aplicate la electrozi va ajunge la valoarea potențialului de străpungere pentru distanța dată, descărcarea se va aprinde, se va stinge apoi, se va aprinde după aceea în sens invers ş.a.m.d. Deoarece aceste fenomene nu pot fi observate direct cu ochiul, punerea lor în evidentă se face cu stroboscoape, osciloscoape, sau prin înregistrarea de imagini cu CCD. În acest caz, nu există o deosebire principială între o descărcare în curent continuu şi una în curent alternativ, cu excepția unei diferențe de fază între curent şi tensiune, care depinde în bună parte de parametrii circuitului exterior.

Măsurând frecvența câmpului electric peste o anumită valoare critică (f_{ci}), definită

$$f_{ci} = \frac{< v >_{di}}{2L} \quad (1)$$

($< v >_{di}$ – viteza de drift medie a ionilor, L – distanța dintre electroni), timpul necesar ionilor pozitivi pentru a se deplasa între electrozi devine mai mare decât o semiperioadă a câmpului electric. Astfel, ionii produşi lângă un anod momentan nu mai pot ajunge la catod din cauza schimbării sensului câmpului electric. La aceste frecvențe sarcina spațială pozitivă se menține, parțial, între două semiperioade ale câmpului şi favorizează reaprinderea descărcării. Frecvențele critice pentru ioni sunt cuprinde în intervalul 500 kHz – câțiva MHz.

Se poate defini şi o frecvență critică pentru electroni:

$$f_{ce} = \frac{< v >_{de}}{2L} \quad (2)$$

unde $< v >_{de}$ – viteza medie de drift a electronilor.

Datorită faptului că mobilitatea electronilor este mult mai mare decât mobilitatea ionilor, f_{ce} este mult mai mare decât f_{ci}.

Pentru frecvențe mai mari decât f_{ce}, atât sarcina spațială pozitivă cât şi negativă se mențin între cicluri si, din această cauză, tensiunile necesare pentru a genera şi menține descărcarea descresc mult față de cele din cazul descărcărilor de curent continuu.

Luând în considerație mobilitatea mică a ionilor, de la anumite frecvențe în sus, aceştia pot fi considerați ca imobili. Aşadar, în general, în astfel de descărcări, ionii pozitivi nu mai pot produce procesele cinetice cunoscute, electrozii şi materialul lor ne mai jucând vreun rol (cu excepția cazurilor când procesele ar fi generate de atomii metastabili sau de efectul fotoelectric, dar şi în aceste cazuri procesele γ joacă un rol secundar). Aceasta înseamnă că electrozii unei astfel de descărcari pot fi situați şi în afara tubului de descărcare, de exemplu, tubul să fie plasat între armăturile unui condensator.

Frecvențele folosite în descărcările de înaltă frecvență sunt în domeniul transmisiilor radio, de aici numele **descărcări de radiofrecvență** sau **descărcări RF**.

În acest tip de descărcare, electronii au mai multe ciocniri cu moleculele (atomii) gazului, în fiecare perioadă a câmpului electric aplicat şi în consecință, produc numeroase ionizări. Pierderile de purtători de sarcină în descărcările RF se datorează difuziei

BCU TIMIŞOARA UNIVERSITY LIBRARY

ambipolare şi recombinărilor în volumul gazului la ciocnirea neutrilor cu electronii.

• **Plasmele de microunde**

Plasmele de microunde sunt susţinute de surse de putere operând la o frecvenţă de 2,45 GHz. Această frecvenţă nu este aleasa arbitrar, ea fiind utilizată în multe aplicaţii industriale sau domestice. Producerea plasmei cu microunde este similară generării plasmei în RF, deosebirile fiind cauzate de domeniile de frecvenţă. Într-o plasmă tipică de microunde, intensitatea câmpului electric este $E \cong 30$ V/cm (faţă de aproximativ 10 V/cm, în RF).

Descărcările de microunde sunt mai greu de susţinut la presiuni joase (< 1 torr) decât cele de curent continuu sau cele în RF. Într-o descărcare de microunde, puterea absorbită de plasmă de la sursă este o funcţie de frecvenţa de ciocnire a electronilor cu particulele grele şi, de aceea, depinde de presiunea gazului. În cazul heliului, presiunea optimă este de 5 torr – 10 torr; pentru alte gaze domeniul de presiuni este 0.5 torr – 10 torr.

Transferul puterii în cazul plasmelor de microunde se face cu ajutorul unor dispozitive speciale: ghiduri de undă, cavităţi rezonante etc.

Referinţe

[1]. H Conrads and M Schmidt - Plasma Sources Science and Technology, **9**, (2000), p. 441

[2]. I. Mustaţă, C. Biloiu - Contributions to Plasma Physics, **38**, 3, (1998), p. 447

[3]. M. J. Druyvesteyn, F. M. Penning - Review of Modern Physics, **12**, (1940), p. 87

[4]. E. Barna, V. Covlea, C. Biloiu, E. Toader - Fizika A, **6**, 4, (1997), p. 189

[5]. E. Barna, V. Covlea, C. Biloiu, M. Băzăvan, C. Ticoş - Fizika A, **6**, 3, (1997), p.131

[6]. C. Biloiu, H. Ehrich, G. Musa - Journal of Vacuum Science and Technology, **19**, 3, (2001), p. 757

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 3. CARACTERISTICA VOLT-AMPERICĂ DE SONDĂ. FUNCȚIA DE DISTRIBUȚIE A ELECTRONILOR.

Proprietățile microscopice ale plasmei sunt descrise în totalitate de funcția de distribuție a constituenților săi [G14]. Să presupunem că la o presiune tipică de lucru 0.1 – 1 torr, în absența câmpurilor magnetice, funcția de distribuție electronică este izotropică (nu maxwelliană), omogenă şi stabilă (vezi observația). Atunci, regiunea de tranziție (II) a caracteristicii de sondă (figura a3.1) poate da informații despre funcția de distribuție.

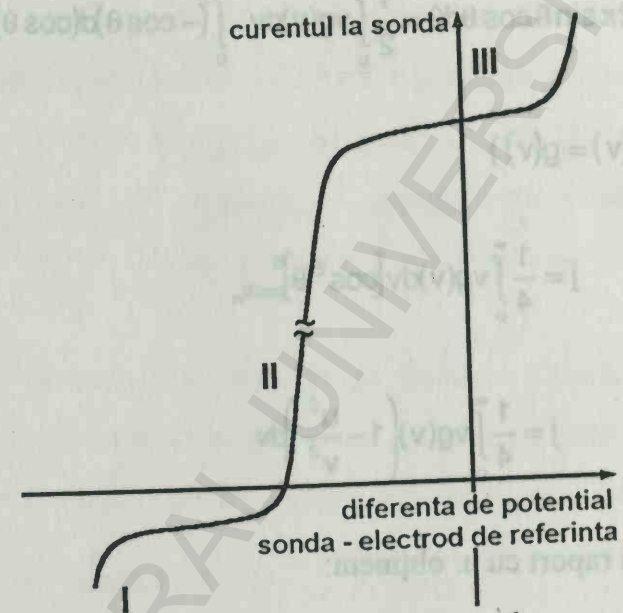


Figura a3.1. Aspectul tipic al caracteristicii volt-amperice de sondă

Vom demonstra aceasta pentru cazul sondei plane.

Fie distribuția izotropică f(v), astfel încât:

$$n = \int_0^\infty f(v)d^3v = 4\pi\int_0^\infty v^2 f(v)dv \equiv \int_0^\infty g(v)dv \qquad (1)$$

Potențialul sondei este –V, astfel încât electronii sunt respinşi.

Notăm:

$$u^2 = -\frac{2eV}{m} > 0 \qquad (2)$$

Densitatea de curent de particule ce se mişcă spre sondă cu viteza v şi la un unghi θ

față de normală este:

$$dj = v\cos\theta f(v)d^3v \tag{3}$$

Pentru fiecare valoare a vitezei, numai acei electroni cu $\theta < \theta_m$ vor avea suficientă energie pentru a ajunge la sondă, unde

$$v\cos\theta_m = u \tag{4}$$

Valoarea minimă a lui v este v_m. Densitatea de curent care ajunge la sondă este:

$$j = \int_u^\infty v^3 f(v) \int_0^{\theta_m} 2\pi \sin\theta\cos\theta d\theta = \frac{1}{2}\int_u^\infty vg(v)dv \int_0^{\cos\theta_m} (-\cos\theta)d(\cos\theta) \tag{5}$$

(s-a utilizat relația: $4\pi v^2 f(v) = g(v)$)

$$j = \frac{1}{4}\int_u^\infty vg(v)dv\left[\cos^2\theta\right]_{\cos\theta_m}^0 \tag{6}$$

$$j = \frac{1}{4}\int_u^\infty vg(v)\left(1-\frac{u^2}{v^2}\right)dv \tag{7}$$

Dacă derivăm relația (7) în raport cu u, obținem:

$$\frac{dj}{du} = \frac{1}{4}\int_u^\infty \left(-\frac{g(v)}{v}\right)dv \tag{8}$$

(s-a ținut seama de regulile derivării integralelor care depind de un parametru). După a doua derivare, obținem:

$$\frac{d^2j}{du^2} = \frac{1}{4}ug(u)\frac{1}{2}u = \frac{1}{8}\frac{g(u)}{u} \tag{9}$$

Astfel, funcția de distribuție este dată de relația:

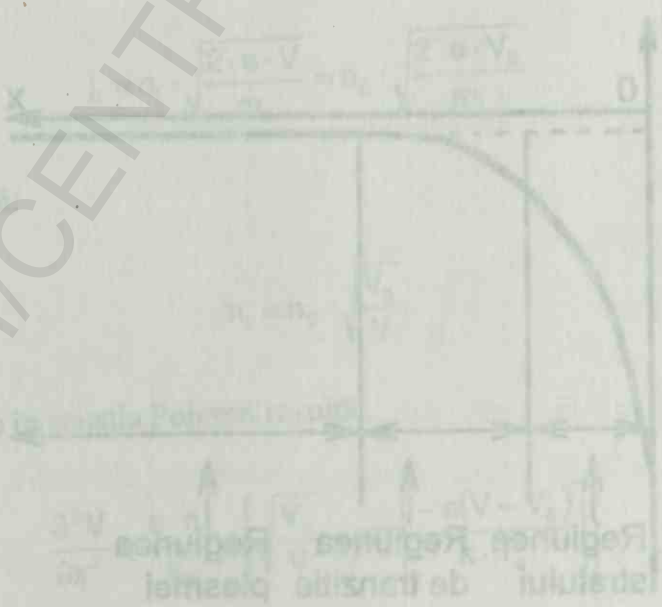
$$g\left[\left(\frac{2eV}{m}\right)^{1/2}\right] = 8\left(\frac{2eV}{m}\right)^{1/2}\frac{d^2j}{d^2\left(\frac{2eV}{m}\right)^{1/2}} \tag{9}$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Trecând acum de la densitatea de curent de particule la intensitatea curentului electronilor la sondă se obține expresia funcției de distribuție după energii a electronilor.

Observație

• Cerința de omogenitate pentru funcția de distribuție nu este obligatorie dacă se folosesc sonde Langmuir mobile. Este posibil astfel să se realizeze măsurători cu rezoluție spațială pentru EEDF.



BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 4. CRITERIUL LUI BOHM
(CRTERIUL STRATULUI DE SARCINĂ SPAȚIALĂ)

O caracteristică a plasmei este aceea că îşi menţine neutralitatea şi starea "liberă de câmpuri", oricare ar fi forţele şi procesele care ar încerca să le schimbe. Situaţia tipică în care se manifestă această proprietate este cea în care se introduce în plasmă un electrod aflat la un alt potenţial faţă de potenţialul plasmei. În aceasta situaţie plasma izolează electrodul cu un strat ce devine un ecran între plasmă şi câmpurile puternice care ar putea fi produse de electrod. Deşi ecranarea este atât de bună încât limita stratului este aproape la potenţialul plasmei, ea nu este perfectă, o mică parte a căderii de potenţial dintre electrod şi plasmă "depăşeşte" limita stratului [1]. În continuare se va arăta că aceasta conduce la accelerarea ionilor până la o viteză corespunzătoare la jumătate din energia cinetică medie a electronilor. Totuşi, criteriul nu este exact, întrucât depinde de distribuţia vitezelor ionilor la marginea stratului.

Să considerăm o sondă Langmuir în contact cu o plasmă "fără ciocniri şi fără câmpuri magnetice". Să mai considerăm că un strat subţire înconjoară sonda; pentru simplitate, sonda va fi plană. În figura A4.1 este schiţată diagrama variaţiei potenţialului electric în vecinătatea sondei puternic negativate.

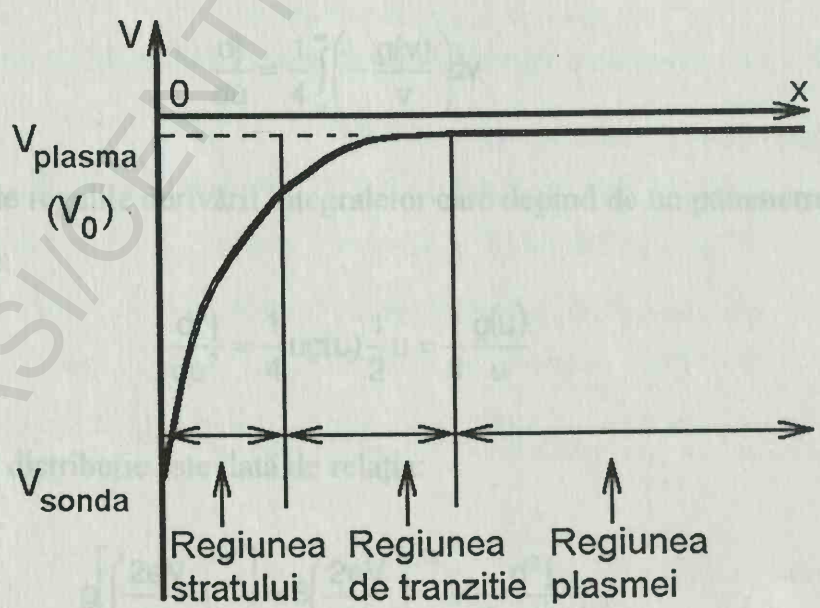


Figura A4.1. Variaţia potenţialului în apropierea sondei

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Vom identifica suprafața plasmei cu suprafața A, iar suprafața sondei cu suprafața B. În aceste condiții, ionii sunt accelerați de la A la B, iar electronii sunt respinşi de B.

Pentru a deduce ecuația strat-plasmă pentru acest caz, trebuie rezolvată ecuația Poisson:

$$\nabla^2 V = \frac{e}{\varepsilon_0} \cdot (n_i - n_e) \tag{1}$$

unde n_i este densitatea ionilor, iar n_e densitatea electronilor. Cum electronii sunt, aproximativ, în echilibru termic,

$$n_e = n_0 \cdot \exp\left[\frac{-e(V - V_0)}{k \cdot T_e}\right], \tag{2}$$

k fiind constanta Boltzmann, iar T_e temperatura electronilor. Factorul $(V-V_0)$ arată că în vecinătatea marginii stratului (unde $V=V_0$) densitatea electronilor este n_0.

Valoarea lui n_i se obține din densitatea $j_i = n_i \cdot v_i$. Cum ionii au energia cinetică $e \cdot V$, viteza lor va fi:

$$v_i = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot V}{m_i}}$$

iar densitatea de curent, aceeaşi în toate punctele, este:

$$j_i = n_i \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot V}{m_i}} = n_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot V_0}{m_i}}$$

În consecință:

$$n_i = n_0 \cdot \sqrt{\frac{V_0}{V}} \tag{3}$$

Înlocuind (2) şi (3) în ecuația Poisson rezultă:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{e \cdot n_0}{\varepsilon_0} \cdot \left\{\sqrt{\frac{V_0}{V}} - \exp\left[\frac{-e(V - V_0)}{k \cdot T_e}\right]\right\} \tag{4}$$

Acesta este ecuația strat-plasmă. Înmulțind ecuația (4) cu $\frac{\partial V}{\partial x}$ şi integrând, obținem

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2=\frac{e\cdot n_0}{\varepsilon_0}\cdot\left\{2\cdot\sqrt{V_0\cdot V}+\frac{k\cdot T_e}{e}\cdot\exp\left[\frac{-e(V-V_0)}{k\cdot T_e}\right]\right\}+C \qquad (5)$$

Constata de integrare se obține impunând condiția $\frac{\partial V}{\partial x}=0$, când V = V_0. Deşi nu există un punct clar la care începe stratul, se ştie că în plasmă, în apropierea marginii stratului, câmpurile sunt atât de mici, încât potențialul rămâne aproape V_0 pe o distanță de câteva grosimi ale stratului. Astfel, condiția de frontieră simplificată devine: la intrarea în plasmă câmpul dispare, iar potențialul devine V_0. Ecuația (5) devine:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2=\frac{2\cdot n_0\cdot e}{\varepsilon_0}\cdot\left\{2\cdot V_0\cdot\left(\sqrt{\frac{V}{V_0}}-1\right)+\frac{k\cdot T_e}{e}\cdot\exp\left[\frac{-e(V-V_0)}{k\cdot T_e}-1\right]\right\} \qquad (6)$$

Când V este mare, partea dreaptă a ecuației (6) este pozitivă (ca şi partea stângă). Pentru a studia comportarea membrului din dreapta a ecuației (6) când V este apropiat de V_0, trebuie făcută o dezvoltare în serie față de $\Delta V = V - V_0$. Primii doi termeni dispar, iar cel de-al treilea termen este:

$$\frac{\varepsilon_0}{2\cdot n_0\cdot e}\cdot\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2=\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{e}{k\cdot T_e}-\frac{1}{2\cdot V_0}\right)\cdot(\Delta V)^2 \qquad (7)$$

Evident soluțiile sunt posibile numai dacă:

$$\frac{e}{k\cdot T_e}\geq\frac{1}{2\cdot V_0} \qquad (8)$$

sau

$$V_0\geq\frac{k\cdot T_e}{2\cdot e} \qquad (9)$$

Relatia (9) reprezintă demonstrarea matematică a afirmației că stratul care înconjoară sonda este stabil numai dacă ionii "ating" stratul cu o energie cinetică cel puțin egală cu $\frac{k\cdot T_e}{2}$. În cazul obişnuit, în care $T_i \ll T_e$, într-o geometrie plană şi pentru straturi subțiri, densitatea curentului ionic la sondă este $n_0\cdot v_{critica}$ [2].

Referințe

[1]. D. Bohm in Gaseous Electrical Discharges in Magnetic Fields, edited by A. Guthrie, and R. K. Wakerling, McGraw-Hill, New York, 1949, p. 77-86

[2]. R. H. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 5. MODELUL STĂRII STAȚIONARE CORONA

Intensitatea radiației emise de plasmă depinde de [1]:

(a). probabilitatea existenței unui electron pe nivelul superior al tranziției;

(b). probabilitatea atomică a tranziției implicate;

(c). probabilitatea ca fotonii astfel produşi să scape din plasmă, fără să fie absorbiți.

O simplificare matematică importantă are loc dacă efectul interacției cu plasma, (procesul (c)) este studiat separat de celelate două. Există situații în care acest efect poate fi neglijat, plasmele respective fiind considerate optic subțiri.

Pentru calcularea probabilităților indicate la punctele (a) şi (b) se utilizează mai multe modele teoretice. Vom prezenta modelul stării staționare corona, folosit în cadrul lucrării 3.5.

Acest model se aplică unei categorii largi de plasme de joasă presiune şi slab ionizate [1-3]. În cadrul acestui model se presupune că între ionizarea sau excitarea prin ciocniri şi recombinarea radiativă sau emisia radiativă spontană se stabileşte un echilibru dinamic. Interpretarea calitativă a rezultatelor în cadrul modelului corona depinde de datele despre secțiunile eficace atomice. Se presupune că, dacă există o modificare a parametrilor plasmei, ea are loc suficient de lent, astfel încât densitățile de populație îşi ocupă noile valori de stare staționară, în fiecare moment [1].

Ecuațiile modelului sunt:

(I) funcția de distribuție a electronilor după energii:

$$dn_e = 4\pi \cdot n_e \cdot \left(\frac{m}{2\pi \cdot k \cdot T_e}\right)^{3/2} \cdot e^{\frac{m \cdot v_e^2}{2\pi \cdot k \cdot T_e}} \cdot v^2 \cdot dv \qquad (1)$$

(n_e este densitatea totală a electronilor; T_e este temperatura electronică)

Ecuația (1) a fost scrisă pornind de la premisa că funcția de distribuție a electronilor după energii este maxwelliană.

(II) ecuația care exprimă echilibrul între ionizare şi recombinare poate fi scrisă astfel:

$$n_e \cdot n(Z,f) \cdot S(T_e,Z,f) = n_e \cdot n(Z+1,f) \cdot \alpha(T_e,Z+1,f) \qquad (2)$$

sau

$$\frac{n(Z,f)}{n(Z+1,f)} = \frac{\alpha(T_e,Z+1,f)}{S(T_e,Z,f)} \qquad (2')$$

($n(Z+1,f)$ şi $n(Z,f)$ sunt densităţile de populaţie corespunzătoare ionilor cu sarcina Z+1 şi respectiv, Z; desigur Z=0 corespunde atomului; $S(T_e,Z,f)$ este coeficientul de ionizare prin ciocniri, $\alpha(T_e,Z,f)$ este coeficientul de recombinare)

Ecuaţia (2) a fost scrisă luând în considerare faptul că numărul ionilor aflaţi pe nivele excitate este neglijabil faţă de numărul ionilor în starea fundamentală.

(III) densităţile de populaţie pentru nivelele excitate sunt determinate de echilibrul dintre rata excitărilor de pe nivelul fundamental prin ciocniri şi rata tranziţiilor radiative spontane:

$$n_e \cdot n(Z,f) \cdot X(T_e,f,p) = n(Z,p) \cdot \sum_{q<p} A(p,q) \qquad (3)$$

($X(Te,f,p)$ este coeficientul de excitare).

Pentru o plasmă optic subţire, intensitatea unei linii este dată de

$$I(p,q) = \frac{1}{4\pi} \int n_e \cdot n(Z,f) \cdot X(T_e,f,p) \cdot \frac{A(p,q)}{\sum_{r<p} A(p,r)} \cdot dS \qquad (4)$$

unde integrarea se face după "adâncimea" plasmei văzută de detector.

Cunoscând secţiunile eficace de excitare şi probabilităţile de tranziţie, poate fi determinată temperatura electronilor, prin măsurarea raportului intensităţilor pentru două linii spectrale şi utilizarea relaţiei (4) [1,2].

Referinţe

[1]. R. H. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

[2]. E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei - lucrări de laborator, Tipografia Universităţii din Bucureşti, Bucureşti, 1982

[3]. I. Iova, I. I. Popescu, E. I. Toader - Bazele spectroscopiei plasmei, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1987

POLITEHNICA UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 6. METODA SONDEI DUBLE – OBȚINEREA EXPRESIEI TEMPERATURII ELECTRONICE

Cu notațiile din figura 3.7 şi ținând seama de legile lui Kirchhoff, pot fi scrise relațiile:

$$V_d = V_1 - V_2 \tag{1}$$

$$i_d = i_{p1} - i_{e1} = i_{e2} - i_{p2} \tag{2}$$

$$i_{e1} + i_{e2} = i_{p1} + i_{p2} = I_p \tag{3}$$

Conform ipotezelor teoriei metodei sondei duble

$$i_{e1} = A_1 \cdot j_{01} \cdot e^{\frac{-eV_1}{kT_e}} \tag{4}$$

$$i_{e2} = A_2 \cdot j_{02} \cdot e^{\frac{-eV_2}{kT_e}} \tag{5}$$

Derivăm aceste relații în raport cu V_d :

$$\frac{di_d}{dV_d} = -\frac{di_{e1}}{dV_d} = \frac{di_{e2}}{dV_d}, \tag{3'}$$

curenții ionici i_{p1} şi i_{p2} fiind independenți față de V_d $\left(\frac{di_{p1}}{dv_d} = \frac{di_{p2}}{dv_d} = 0\right)$.

Înlocuind curenții din relațiile (4) şi (5) obținem:

$$\frac{di_d}{dV_d} = \frac{e}{kT_e} \cdot i_{e1} \cdot \frac{dV_1}{dV_d} = -\frac{e}{kT_e} \cdot i_{e2} \cdot \frac{dV_2}{dV_d} \tag{6}$$

Din (1) obținem

$$1 = \frac{dV_1}{dV_d} - \frac{dV_2}{dV_d} \tag{7}$$

Folosind a doua egalitate din (6)

$$i_{e1} \cdot \frac{dV_1}{dV_d} = -i_{e2} \cdot \frac{dV_2}{dV_d} \tag{8}$$

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

şi eliminând $\frac{dV_2}{dV_d}$ între (7) şi (8), rezultă:

$$\frac{dV_1}{dV_d} = \frac{i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \tag{9}$$

pe care o înlocuim în prima egalitate din (6):

$$\frac{di_d}{dV_d} = \frac{e}{kT_e} \cdot \frac{i_{e1} \cdot i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \tag{10}$$

Altfel scris:

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{i_{e1} \cdot i_{e2}}{i_{e1} + i_{e2}} \cdot \left(\frac{di_d}{dV_d} \right)^{-1} \tag{11}$$

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 7. CARACTERISTICA SEMILOGARITMICĂ A SONDEI DUBLE

În figura A7.1 se prezintă schema sondei duble şi a distribuției de potențial.

Diferența de potențial V' reprezintă orice diferență de potențial care poate exista între cele două puncte din plasmă în care se plasează sondele plus potențialele existente în sistemul sondelor.

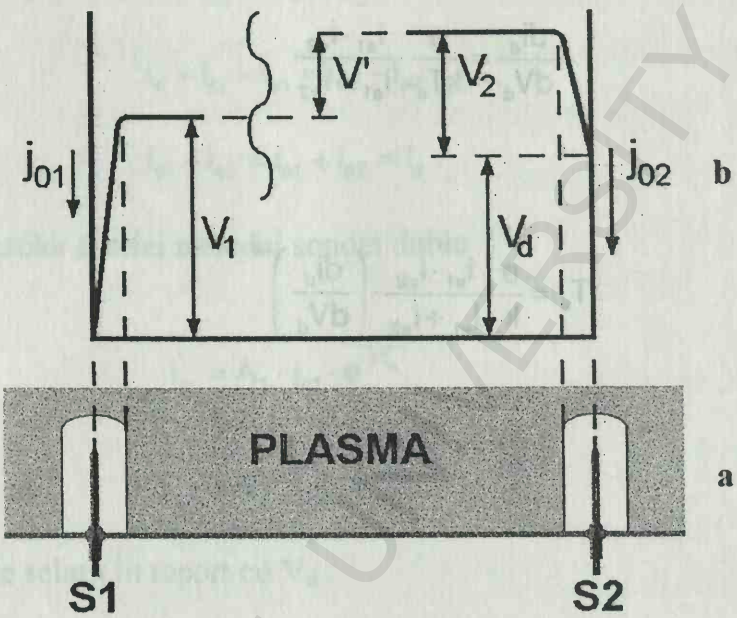


*Figura A7.1. **a.** Schema sondei duble; **b.** Distribuția de potențial între cele două sonde.*

Vom porni de la ecuațiile:

$$V_1 + V' = V_2 + V_d \tag{1}$$

$$i_{e1} + i_{e2} = i_{p1} + i_{p2} = I_p \tag{2}$$

$$i_{e1} = A_1 \cdot j_{01} \cdot e^{-\Phi V_1} \tag{3}$$

$$i_{e2} = A_2 \cdot j_{02} \cdot e^{-\Phi V_2} \tag{4}$$

$$i_d = i_{p1} - i_{e1} = i_{e2} - i_{p2} \tag{5}$$

unde

$$\Phi(V^{-1}) = \frac{e}{kT_e} \cong \frac{11600}{T_e} \tag{6}$$

Putem scrie:

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$i_{e1} = A_1 \cdot j_{01} \cdot e^{-\Phi(V_2 + V_d - V')} \tag{7}$$

Folosind relația (4), această expresie devine

$$i_{e1} = A_1 \cdot j_{01} \cdot \frac{i_{e2}}{A_2 \cdot j_{02}} \cdot e^{-\Phi V_d} \cdot e^{\Phi V'} \tag{8}$$

Introducând relația (8) în ecuația (4) obținem

$$I_p = A_1 \cdot j_{01} \cdot \frac{i_{e2}}{A_2 \cdot j_{02}} \cdot e^{-\Phi V_d} \cdot e^{\Phi V'} + i_{e2} \tag{9}$$

sau într-o altă formă

$$\frac{I_p}{i_{e2}} - 1 = \frac{A_1 \cdot j_{01}}{A_2 \cdot j_{02}} \cdot e^{-\Phi V_d} \cdot e^{\Phi V'} \tag{10}$$

Notăm

$$\Gamma = \frac{I_p}{i_{e2}} - 1 \tag{11}$$

$$\sigma = \frac{A_1 \cdot j_{01}}{A_2 \cdot j_{02}} \cdot e^{\Phi V'} \tag{12}$$

Mărimea Γ este o funcție de intensitatea curentului la una dintre sonde, iar σ este o constantă pentru o sondă dublă dată şi pentru o plasmă dată (prin V').

Prin logaritmarea expresiei (10), se obține

$$\ln\Gamma = \ln\sigma - \frac{11600}{T_e} \cdot V_d \tag{13}$$

care reprezintă ecuația unei drepte în spațiul ($\ln\Gamma$, V_d), cu panta

$$P = \frac{\Delta(\ln\Gamma)}{\Delta(\ln\sigma)} \cong \frac{11600}{T_e} \tag{14}$$

de unde se poate calcula temperatura electronilor din plasmă.

BCU IASI CETATEA A UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 8. METODA CELOR MAI MICI PĂTRATE

În general, datele fizice obținute în urma unui experiment pot fi prezentate sub forma unor grafice: $Y = Y_{grafic}(x)$. De multe ori teoria oferă o expresie $Y_{teoretic}(x)$ pentru mărimea măsurată şi în această situație prelucrarea datelor experimentale implică determinarea unor parametri care intră în $Y_{teoretic}(x)$. Astfel, problema revine la a preciza acele valori numerice ale parametrilor expresiei $Y_{teoretic}(x)$ pentru care reprezentarea grafică a acesteia "trece" la cea mai mică distanță de reprezentarea grafică a setului experimental $Y_{grafic}(x)$ [G22].

Pentru o bună înțelegere a algoritmului care conduce la determinarea parametrilor din $Y_{teoretic}(x)$ sunt necesare câteva precizări.

Dispersia valorilor experimentale. Distribuția Gauss.

Rezultatul oricărei măsuratori experimentale este afectat de fluctuațiile statistice ale procesului măsurat şi ale parametrilor aparatului de măsură. De asemenea, rezultatele pot fi afectate şi de erori sistematice introduse de aparat sau de metoda de măsură. În cele ce urmează vom lua în considerare doar fluctuațiile statistice.

Am afirmat mai sus că datorită fluctuațiilor statistice niciodată nu putem determina valoarea "adevărată" a unei marimi fizice, ci numai o aproximație a ei. Totuşi, această aproximatie poate fi îmbunătățită, adică poate fi apropiată de valoarea "adevărată" a mărimii fizice, dacă ținem cont de modul în care erorile distribuie valorile măsurate în jurul valorii adevărate. Împrăştierea valorilor măsurate este dată de o funcție de distribuție. Orice distribuție care descrie împrăştierea valorilor măsurate are valoare de densitate de probabilitate: ea descrie probabilitatea ca la o măsuratoare să obținem pentru y o valoare $y \le y_i \le y + \Delta y$ este

$$P(y, y+\Delta y) = \int_{y}^{y+\Delta y} p(y) \cdot dy \qquad (1)$$

Pentru valori foarte mici ale lui Δy se poate scrie

$$P(y, y+\Delta y) = p(y)\cdot \Delta y \tag{2}$$

Funcția de distribuție cea mai apropiată de distribuțiile reale este distribuția Gauss:

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta}} \cdot e^{\frac{(y-\bar{y})^2}{2\delta}} \tag{3}$$

unde $\bar{y}$ este valoarea medie a măsuratorilor experimentale. Ținând cont de faptul că distribuția Gauss este o densitate de probabilitate, rezultă că $\bar{y}$ este rezultatul cel mai probabil al oricarei măsurători efectuate în cadrul experimentului.

În relația (3) apare şi mărimea δ. Ea este media pătratului abaterii de la valoarea medie (dispersia distribuției). Pornind de la ea se defineşte abaterea standard a valorilor măsurate y_i în cadrul experimentului (pentru o distribuție p(y) precizată)

$$\sigma = \sqrt{\delta} \tag{4}$$

Această mărime este folosită ca indicator al exactității determinarii unei valori: probabilitatea ca rezultatul y_i al unei măsurători să se afle în intervalul $[\bar{y}-\sigma, \bar{y}+\sigma]$ este de 68%; dacă lărgim intervalul la $[\bar{y}-2\sigma, \bar{y}+2\sigma]$, probabilitatea creşte la 94.6%; în fine, dacă intervalul este $[\bar{y}-3\sigma, \bar{y}+3\sigma]$, probabilitatea este de 99.7%.

Metoda celor mai mici pătrate. Determinarea parametrilor.

La inceput ne-am pus problema determinării parametrilor unei relații $Y_{teoretic}$ (x) astfel încât aceasta să fiteze un set de date experimentale. În continuare vom nota parametrii căutați cu $\{a_j\}$, j=1,2,...,m. Să notăm cu y_i rezultatul măsurătorii mărimii Y în punctul x_i (i=1,2,...,n). Să presupunem că erorile experimentale distribuie gaussian, în jurul valorii $Y_{teoretic}(x_i)$, rezultatele măsurătorilor în punctul x_i, adică este adevărată relația

$$p(y_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma_i} \cdot e^{\frac{(y_i - Y_{teoretic}(x_i))^2}{2\sigma_i^2}} \tag{5}$$

Probabilitatea ca la măsurarea întregului set de date experimentale (deci în toate punctele $\{x_i\}$, i=1,2,...,n) să se obțină setul de rezultate $\{y_i\}$, i=1,2,...,n care să fie fitate de curba

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$Y_{teoretic}(x)$ este

$$p(\{y_i\}, i=1,2,\ldots,n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\prod_{i=1}^{n}\sigma_i}\cdot e^{-\sum_{i=1}^{n}\frac{(y_i - Y_{teoretic}(x_i))^2}{2\sigma_i^2}} \tag{6}$$

Se poate presupune că eroarea de măsură a lui y este aceeaşi în toate punctele $\{x_i\}$, i=1,2,...,n, adică

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \ldots = \sigma_n = \sigma,\ i=1,2,\ldots,n \tag{7}$$

Această presupunere va simplifica mult calculele următoare.

Revenind la relația (6) şi ținând seama de simplificarea pe care o introduce relația (7) se observă că valoarea maximă a probabilității $p(\{y_i\}, i=1,2,\ldots,n)$ se obține tocmai atunci când

$$\chi^2 = \frac{1}{2\sigma^2}\sum_{i=1}^{n}(y_i - Y_{teoretic}(x_i))^2 \tag{8}$$

ia valoarea minimă. Valorile $\{a_j\}$, j=1,2,...,m sunt, deci, obținute ca soluții ale sistemului de ecuații

$$\frac{\partial\chi^2(a)}{\partial a_k} = 0,\ k=1,2,\ldots,m \tag{9}$$

În general acest sistem este neliniar, rezolvarea lui fiind lăsată de obicei în seama unui program specializat de rezolvare a sistemelor neliniare. Deoarece experimentele prezentate în această lucrare necesită fitarea unor rezultate experimentale cu drepte sau parabole, în continuare vom prezenta două programe care efectuează aceste operații.

Fitarea cu o dreaptă.

Să presupunem că, în cadrul unui experiment, am obținut un set de date experimentale $\{y_i\}$, măsurate în punctele $\{x_i\}$, i=1,2,...,n, set despre care teoria afirmă că

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

trebuie să se "aşeze" pe o dreaptă

$$Y_{teoretic}(x) = a_1 \cdot x + a_2 \tag{10}$$

În acest caz, relaţia (8) devine

$$\chi^2(a_1, a_2) = \frac{1}{2\sigma^2} \sum_{i=1}^{n} (y_i - a_1 \cdot x - a_2)^2 \tag{11}$$

iar sistemul de ecuaţii (9) se particularizează astfel:

$$\begin{aligned} a_1 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 + a_2 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i &= \sum_{i=1}^{n} (y_i \cdot x_i) \\ a_1 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i + n \cdot a_2 &= \sum_{i=1}^{n} y_i \end{aligned} \tag{12}$$

Soluţia sistemului (12) este

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{n \cdot \sum_{i=1}^{n} (y_i \cdot x_i) - \sum_{i=1}^{n} x_i \cdot \sum_{i=1}^{n} y_i}{n \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i \right)^2} \\ a_2 &= \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i^2 \cdot \sum_{i=1}^{n} y_i - \sum_{i=1}^{n} (y_i \cdot x_i) \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i}{n \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i \right)^2} \end{aligned} \tag{13}$$

Listăm în continuare un program de fitare cu dreapta, realizat în BASIC. Am ales limbajul BASIC pentru că oferă o scriere compactă a programului şi este cel mai puţin criptic. Trebuie notat faptul că programul nu efectuează nici un calcul al erorilor.

```
SXX = 0: SXY = 0: SX = 0: SY = 0
INPUT "drive:\dir\...\dir\filename.ext", F$
OPEN F$ FOR INPUT AS #1
INPUT #1, N
FOR I = 1 TO N
INPUT #1, X, Y
SXX = SXX + X*X: SXY = SXY + X*Y
SX = SX + X: SY = SY + Y
NEXT I
CLOSE #1
A1 = (N*SXY-SX*SY) / (N*SXX-SX*SX)
A2 = (SXX*SY-SXY*SX) / (N*SXX-SX*SX)
PRINT "Y =" ; A1 ; " * X +" ; A2
```

fişierul de date trebuie sa fie organizat astfel:
N,x1,y1,...,xn,yn

calculează sumele din relaţia (13)

calculează cei doi parametri: A1, A2

BUCHAREST UNIVERSITY LIBRARY

Fitarea cu o parabolă.

Să presupunem că setul de date experimentale $\{y_i\}$, măsurate în punctele $\{x_i\}$, i=1,2,...,n, obținut în cadrul unui experiment, este descris, în teorie, de o parabolă:

$$Y_{teoretic}(x) = a_1 \cdot x^2 + a_2 \cdot x + a_3 \tag{14}$$

În acest caz, relația (7) devine

$$\chi^2(a_1,a_2,a_3) = \sum_{i=1}^{n} \frac{(y_i - a_1 \cdot x^2 - a_2 \cdot x - a_3)^2}{2\sigma_i^2} \tag{15}$$

iar sistemul de ecuații (9) se particularizează astfel:

$$\begin{aligned} a_1 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^4 + a_2 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^3 + a_3 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 &= \sum_{i=1}^{n} (x_i^2 \cdot y_i) \\ a_1 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^3 + a_2 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 + a_3 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i &= \sum_{i=1}^{n} (x_i \cdot y_i) \\ a_1 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i^2 + a_2 \cdot \sum_{i=1}^{n} x_i + a_3 \cdot n &= \sum_{i=1}^{n} y_i \end{aligned} \tag{16}$$

Sistemul (16) poate fi rezolvat fie numeric, fie analitic. În continuare, în programul de fitare cu parabolă, vom folosi soluția analitică a sistemului (16). Nici în acest program nu se face vreun calcul al erorilor.

```
S1 = 0: S2 = 0: S3 = 0: S4 = 0
S5 = 0: S6 = 0: S7 = 0
INPUT "drive:\dir\...\dir\filename.ext", F$
OPEN F$ FOR INPUT AS #1
INPUT #1, N
FOR I = 1 TO N
INPUT #1, X, Y
S1 = S1 + X: S2 = S2 + X*X
S3 = S3 + X*X*X: S4 = S4 + X*X*X*X
S5 = S5 + X*X*Y: S6 = S6 + X*Y: S7 = S7 + Y
NEXT I
CLOSE #1
N1 = N*S2*S4 + 2*S1*S2*S3 - S2*S2*S2 -
S1*S1*S4 - N*S3*S3
N2 = N*S2*S5 + S1*S2*S6 + S1*S3*S7 -
S2*S2*S7 - S1*S1*S5 - N*S3*S6
N3 = N*S4*S6 + S2*S3*S7 + S1*S2*S5 -
S2*S2*S6 - S1*S4*S7 - N*S3*S5
```

fişierul de date trebuie sa fie organizat astfel:
N,x1,y1,...,xn,yn

calculează sumele din relația (16)

deoarece expresiile lui A1, A2 si A3 sunt destul de complicate, se recomandă efectuarea calculelor

BCU "ASTRA" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

```
N4 = S2*S4*S7 + S1*S3*S5 + S2*S3*S6 -
S2*S2*S5 - S1*S4*S6 - S3*S3*S7
A1 = N2/N1: A2 = N3/N1: A3 = N4/N1
PRINT "Y ="; A1; "*X*X +"; A2; "*X +"; A3
```

în mai mulți pași

calculează cei trei parametri: A1, A2, A3

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 9. PROGRAM PENTRU CALCULAREA FUNCȚIEI DE DISTRIBUȚIE DUPĂ ENERGII A ELECTRONILOR PORNIND DE LA CARACTERISTICA VOLTAMPERICĂ DE SONDĂ

Programul prezentat în continuare efectuează simultan netezirea caracteristicii voltamperice de sondă şi dubla derivare a acesteia. În vederea obținerii EEDF (exprimată în unități arbitrare), programul efectuează punct cu punct produsul dintre $\frac{d^2 I_e}{dV_p^2}$ şi $\sqrt{V_p}$.

Pentru a putea fi prelucrate de program, datele trebuiesc introduse într-un fişier cu următorul conținut:

N, NIB, NIE, VP, W, X_1, Y_1, ... , X_K, Y_K, ... , X_N, Y_N

unde

N -- numărul de puncte al setului de date experimentale.

NIB, NIE -- indicii primului, respectiv ultimului punct din intervalul aparținând regiunii ionice a setului de date care va fi folosit pentru determinarea parametrilor dreptei care fitează curentul ionic.

VP -- potențialul plasmei (contează semnul algebric!). Această mărime este necesară pentru stabilirea originii scalei energiilor în graficul EEDF. Dacă potențialul plasmei nu poate fi determinat cu precizie din teoria Langmuir a sondei simple, se poate folosi şi o estimare a acestuia. Această estimare trebuie facută cu mare atenție deoarece alegerea eronată a potențialului plasmei va conduce la deplasarea graficului EEDF în lungul axei energiilor. De asemenea, potențialul plasmei este folosit în determinarea curentului ionic de saturație. Deşi în urma unei operații de derivare o constantă aditivă devine zero şi deci scăderea curentului ionic de saturație pare o operație inutilă, procedăm la eliminarea curentului ionic pentru că setul de date al curentului electronic poate fi folosit într-o prelucrare concurentă prin teoria clasică a sondei simple. Un alt argument în favoarea eliminării sistematice a curentului ionic ar fi acela că putem folosi acelaşi program, cu modificări minime, în cazul în care luăm în considerare variația curentului ionic cu diferența de potențial sondă - electrod de referință şi efectuăm fitarea regiunii ionice cu o altă funcție decât liniară.

W -- (2*W + 1) reprezintă lărgimea (în puncte) intervalului pe care se face fitarea cu parabola, fitare în urma căreia se determină derivata a doua a I_e.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

X_K, Y_K -- perechi de puncte aparținând caracteristicii voltamperice de sondă. X_K este diferența de potențial sondă - electrod de referință iar Y_K este curentul măsurat în circuitul de sondă.

```
11 REM program pentru calcularea functiei de distributie dupa
energii a electronilor pornind de la caracteristica
voltamperica de sonda
PRINT "numele fisierelor in care ..."
INPUT "... sunt stocate datele experimentale   ", A$
INPUT "... se stocheaza caracteristica electronica   ", B$
INPUT "... se stocheaza dubla derivata   ", C$
OPEN A$ FOR INPUT AS #1
INPUT #1, N, NIB, NIE, VP, w
M = NIE - NIB + 1: P = 2 * w + 1
DIM X#(P), Y#(P)
PRINT "numarul de puncte din setul de date = "; N
PRINT "NIB = "; NIB, : PRINT "NIE = "; NIE
PRINT "VP = "; VP; " volti"
PRINT "largimea intervalului de fitare la dubla derivare = ";
M
12 REM rutina de calculare a curentului ionic de saturatie
FOR i = 0 TO NIB - 1: INPUT #1, X, Y: NEXT i
SXX = 0: SXY = 0: SX = 0: SY = 0
FOR i = 0 TO M - 1
INPUT #1, X, Y
SXX = SXX + X * X: SXY = SXY + X * Y
SX = SX + X: SY = SY + Y
NEXT i
CLOSE #1
A1 = (M * SXY - SX * SY) / (M * SXX - SX * SX)
A2 = (SXX * SY - SXY * SX) / (M * SXX - SX * SX)
IIONSAT = A1 * VP + A2
PRINT "curentul ionic de saturatie = "; IIONSAT;
"microamperi"
13 REM rutina de calculare a curentului electronic
OPEN A$ FOR INPUT AS #1
OPEN B$ FOR OUTPUT AS #2
INPUT #1, N, NIB, NIE, VP#, w
FOR i = 1 TO N
INPUT #1, X, Y: Y = Y - IIONSAT
WRITE #2, X, Y
NEXT i
CLOSE #1: CLOSE #2
14 REM rutina de calculare a EEDF
OPEN B$ FOR INPUT AS #1
OPEN C$ FOR OUTPUT AS #2
FOR i = 1 TO P: INPUT #1, X#(i), Y#(i): NEXT i
```

BU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

```
15 REM se calculeaza cite un punct al EEDF exprimata in
unitati arbitrare
GOSUB 20
16 REM *****
X# = VP# - X#(w + 1)
IF X# >= 0 THEN Y# = 2 * DD# * SQR(X#) ELSE Y# = 0
WRITE #2, X#, Y#
IF i = N THEN GOTO 19
FOR j = 1 TO P: X#(j - 1) = X#(j): Y#(j - 1) = Y#(j): NEXT j
INPUT #1, X#(P), Y#(P)
i = i + 1
GOTO 15
19 REM se incheie corect executia programului
CLOSE #1: CLOSE #2: END
20 REM rutina de fitare cu parabola a 2*W+1 puncte
experimentale
S1# = 0: S2# = 0: S3# = 0: S4# = 0: S5# = 0: S6# = 0: S7# = 0
FOR j = 1 TO P
S1# = S1# + X#(j)
S2# = S2# + X#(j) * X#(j)
S3# = S3# + X#(j) * X#(j) * X#(j)
S4# = S4# + X#(j) * X#(j) * X#(j) * X#(j)
S5# = S5# + X#(j) * X#(j) * Y#(j)
S6# = S6# + X#(j) * Y#(j)
S7# = S7# + Y#(j)
NEXT j
N1# = P * S2# * S4# + 2 * S1# * S2# * S3# - S2# * S2# * S2# -
S1# * S1# * S4# - P * S3# * S3#
N2# = P * S2# * S5# + S1# * S2# * S6# + S1# * S3# * S7# - S2#
* S2# * S7# - S1# * S1# * S5# - P * S3# * S6#
DD# = N2# / N1#
RETURN
```

Observație

• În cazul evaluării unor expresii matematice foarte complicate sau care conțin un număr mare de operații este indicată folosirea variabilelor "dublă precizie". O situație în care am folosit acest tip de variabile este întâlnită în rutina în care se calculează punctele aparținând EEDF. În acest caz volumul de operații necesare pentru calcularea unui singur punct al EEDF este de circa 200 operații pentru W = 9.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ANEXA 10

CONSTANTE FIZICE

Mărime	Simbol	Valoare	Unitate de măsură
permeabilitatea magnetică a vidului	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$ $12{,}566370614\ldots \cdot 10^{-7}$	$N \cdot A^{-2}$ $N \cdot A^{-2}$
permitivitatea electrică a vidului $\frac{1}{\mu_0 c^2}$	ε_0	$8{,}854187817 \cdot 10^{-12}$	$F \cdot m^{-1}$
viteza luminii în vid	c	299792458	$m \cdot s^{-1}$
constanta Planck în eV·s	h	$6{,}62606876 \cdot 10^{-34}$ $4{,}13566727 \cdot 10^{-15}$	J·s eV·s
magnetonul Bohr $e\hbar/2m_e$ în $eV \cdot T^{-1}$	μ_B	$927{,}400899 \cdot 10^{-26}$ $5{,}788381749 \cdot 10^{-5}$	$J \cdot T^{-1}$ $eV \cdot T^{-1}$
cuanta de flux magnetic $h/2e$	Φ_0	$2{,}067833636 \cdot 10^{-15}$	Wb
sarcina elementară	e	$1{,}602176462 \cdot 10^{-19}$	C
sarcina specifică a electronului	$-e/m_e$	$-1{,}758820174 \cdot 10^{11}$	$C \cdot kg^{-1}$
raza electronului în teoria clasică $\alpha^2 a_0$	r_e	$2{,}817940285 \cdot 10^{-15}$	m
masa electronului în unități atomice de masă în J în keV	m_e $m_e c^2$	$9{,}10938188 \cdot 10^{-31}$ $5{,}485799110 \cdot 10^{-4}$ $8{,}18710414 \cdot 10^{-14}$ 510,998902	kg u J keV
masa protonului în unități atomice de masă în J în MeV	m_p $m_p c^2$	$1{,}67262158 \cdot 10^{-27}$ 1,00727646688 $1{,}50327731 \cdot 10^{-10}$ 938,271998	kg u J MeV
masa neutronului în unități atomice de masă în J în MeV	m_n $m_n c^2$	$1{,}67492716 \cdot 10^{-27}$ 1,00866491578 $1{,}50534946 \cdot 10^{-10}$ 939,565330	kg u J MeV
unitatea atomică de masă $m_u = \frac{1}{12} m(^{12}C) = 10^{-3} kg\,mol^{-1} / N_A$	m_u	$1{,}66053873 \cdot 10^{-27}$	kg

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

constanta structurii fine $\frac{e^2}{4\pi\cdot\varepsilon_0\cdot\hbar\cdot c}$	α	$7{,}297352533\cdot10^{-3}$	
constanta Rydberg $\frac{\alpha^2 m_e c}{2h}$	R_∞	10973731,568549	m^{-1}
	$R_\infty c$	$3{,}289841960368\cdot10^{15}$	Hz
	$R_\infty hc$	$2{,}17987190\cdot10^{-18}$	J
$R_\infty hc$ în eV		13,60569172	eV
unitatea atomică de energie (Hartree)		$4{,}35974381\cdot10^{-18}$	J
$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 a_0} = 2R_\infty hc = \alpha m_e c^2$	E_h		
în eV		27,2113834	eV
raza Bohr $\frac{\alpha}{4\pi R_\infty} = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$	a_0	$0{,}5291772083\cdot10^{-10}$	m
lungimea de undă Compton $\frac{h}{m_e c}$	λ_C	$2{,}426310215\cdot10^{-12}$	m
sectiunea transversală Thomson $\frac{8\pi}{3}r_e^2$	σ_ε	$0{,}665245854\cdot10^{-28}$	m^2
constanta universală a gazelor	R	8,314472	$J\cdot mol^{-1}\cdot K^{-1}$
numărul lui Avogadro	N_A	$6{,}02214199\cdot10^{23}$	mol^{-1}
constanta Boltzmann R/N_A	k	$1{,}3806503\cdot10^{-23}$	$J\cdot K^{-1}$
volumul molar al gazului ideal RT/p T = 273,15 K, p = 101325 Pa	V_m	$22{,}413996\cdot10^{-3}$	$m^3\cdot mol^{-1}$
numărul lui Loschmidt N_A/V_m	n_0	$2{,}6867775\cdot10^{-25}$	m^{-3}
constanta Stefan-Boltzmann $\frac{\pi^2}{60}\frac{k^2}{\hbar^3 c^2}$	σ	$5{,}670400\cdot10^{-8}$	$W\cdot m^{-2}\cdot K^{-4}$
constanta legii de deplasare Wien $b = \lambda_{max} T$	b	$2{,}8977686\cdot10^{-3}$	$m\cdot K$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

RELAȚII DE TRANSFORMARE ÎNTRE MĂRIMI FIZICE

	erg	eV	cal/mol	cm^{-1}	K	rydberg
erg	1	$6{,}2418\times10^{11}$	$1{,}4395\times10^{16}$	$5{,}0346\times10^{15}$	$7{,}2432\times10^{15}$	$4{,}5878\times10^{10}$
eV	$6{,}2418\times10^{11}$	1	$2{,}3063\times10^{4}$	$8{,}0660\times10^{3}$	$1{,}1605\times10^{4}$	$7{,}3501\times10^{-2}$
cal/mol	$1{,}4395\times10^{16}$	$2{,}3063\times10^{4}$	1	$3{,}4973\times10^{-1}$	$5{,}0319\times10^{-1}$	$3{,}1870\times10^{-6}$
cm^{-1}	$5{,}0346\times10^{15}$	$8{,}0660\times10^{3}$	$3{,}4973\times10^{-1}$	1	1,4386	$9{,}1127\times10^{-6}$
K	$7{,}2432\times10^{15}$	$1{,}1605\times10^{4}$	$5{,}0319\times10^{-1}$	1,4386	1	$6{,}3344\times10^{-6}$
rydberg	$4{,}5878\times10^{10}$	$7{,}3501\times10^{-2}$	$3{,}1870\times10^{-6}$	$9{,}1127\times10^{-6}$	$6{,}3344\times10^{-6}$	1

$1\,atm = 101325\,Pa$

$1\,torr = \frac{101325}{760}\,Pa = 133,(3)\,Pa$

$1\,lb/in^2 = 1\ psi = 51,71\,torr$

$1\,bar = 10^5\ Pa$

$1\,mbar = 100\,Pa$

$1\,Td = 10^{-21}\ V \cdot m^2$

$1\,T = 10000\,G$

$T(K) = 11604 \cdot T(eV)$

$$\lambda_D\,(cm) = 6{,}93 \cdot \sqrt{\frac{T_e(K)}{n_e(cm^{-3})}} = 743 \cdot \sqrt{\frac{T_e(eV)}{n_e(cm^{-3})}}$$

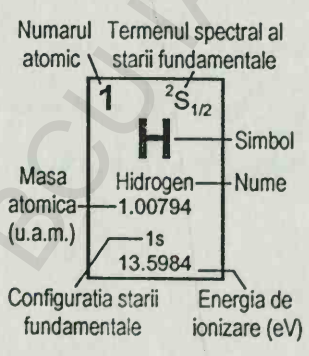
BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

SISTEMUL PERIODIC

GRUPA

PERIOADA	IA	IIA	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	VIIIA
1	1 $^2S_{1/2}$ **H** Hidrogen 1.00794 1s 13.5984							
2	3 $^2S_{1/2}$ **Li** Litiu 6.941 $1s^22s$ 5.3917	4 $^1S_0$ **Be** Beriliu 9.01218 $1s^22s^2$ 9.3227						
3	11 $^2S_{1/2}$ **Na** Sodiu 22.98977 [Ne]3s 5.1391	12 $^1S_0$ **Mg** Magneziu 24.3050 $[Ne]3s^2$ 7.6462						
4	19 $^2S_{1/2}$ **K** Potasiu 39.0983 [Ar]4s 4.3407	20 $^1S_0$ **Ca** Calciu 40.078 $[Ar]4s^2$ 6.1132	21 $^2D_{3/2}$ **Sc** Scandiu 44.95591 $[Ar]3d4s^2$ 6.5615	22 $^3F_2$ **Ti** Titaniu 47.867 $[Ar]3d^24s^2$ 6.8281	23 $^4F_{3/2}$ **V** Vanadiu 50.9415 $[Ar]3d^34s^2$ 6.7462	24 $^7S_3$ **Cr** Crom 51.9961 $[Ar]3d^54s$ 6.7665	25 $^6S_{5/2}$ **Mn** Mangan 54.93805 $[Ar]3d^54s^2$ 7.4340	26 $^5D_4$ **Fe** Fier 55.845 $[Ar]3d^64s^2$ 7.9024	27 $^4F_{9/2}$ **Co** Cobalt 58.93320 $[Ar]3d^74s^2$ 7.8810
5	37 $^2S_{1/2}$ **Rb** Rubidiu 85.4678 [Kr]5s 4.1771	38 $^1S_0$ **Sr** Strontiu 87.62 $[Kr]5s^2$ 5.6949	39 $^2D_{3/2}$ **Y** Ytriu 88.90585 $[Kr]4d5s^2$ 6.2171	40 $^3F_2$ **Zr** Zirconiu 91.224 $[Kr]4d^25s^2$ 6.6339	41 $^6D_{1/2}$ **Nb** Niobiu 92.90638 $[Kr]4d^45s$ 6.7589	42 $^7S_3$ **Mo** Molibden 95.94 $[Kr]4d^55s$ 7.0924	43 $^6S_{5/2}$ **Tc** Technetiu (98) $[Kr]4d^55s^2$ 7.28	44 $^5F_5$ **Ru** Ruteniu 101.07 $[Kr]4d^75s$ 7.3605	45 $^4F_{9/2}$ **Rh** Rodiu 102.90550 $[Kr]4d^85s$ 7.4589
6	55 $^2S_{1/2}$ **Cs** Cesiu 132.90545 [Xe]6s 3.8939	56 $^1S_0$ **Ba** Bariu 137.327 $[Xe]6s^2$ 5.2117		72 $^3F_2$ **Hf** Hafniu 178.49 $[Xe]4f^{14}5d^26s^2$ 6.8251	73 $^4F_{3/2}$ **Ta** Tantal 180.9479 $[Xe]4f^{14}5d^36s^2$ 7.5496	74 $^5D_0$ **W** Wolfram 183.84 $[Xe]4f^{14}5d^46s^2$ 7.8640	75 $^6S_{5/2}$ **Re** Reniu 186.207 $[Xe]4f^{14}5d^56s^2$ 7.8335	76 $^5D_4$ **Os** Osmiu 190.23 $[Xe]4f^{14}5d^6s^2$ 8.4382	77 $^4F_{9/2}$ **Ir** Iridiu 192.217 $[Xe]4f^{14}5d^7s^2$ 8.9670
7	87 $^2S_{1/2}$ **Fr** Franciu (223) [Rn]7s 4.0727	88 $^1S_0$ **Ra** Radiu (226) $[Rn]7s^2$ 5.2784		104 $^3F_2$? **Rf** Rutherfordium (261) $[Rn]5f^{14}6d^27s^2$? 6.0 ?	105 **Db** Dubnium (262)	106 **Sg** Seaborgium (263)	107 **Bh** Bohrium (264)	108 **Hs** Hassium (265)	109 **Mt** Meitnerium (268)

57 $^2D_{3/2}$ **La** Lantan 138.9055 $[Xe]5d6s^2$ 5.5769	58 $^1G^o_4$ **Ce** Ceriu 140.116 $[Xe]4f5d6s^2$ 5.5387	59 $^4I^o_{9/2}$ **Pr** Praseodim 140.90765 $[Xe]4f^36s^2$ 5.473	60 $^5I_4$ **Nd** Neodim 144.24 $[Xe]4f^46s^2$ 5.5250	61 $^6H^o_{5/2}$ **Pm** Prometiu (145) $[Xe]4f^56s^2$ 5.582	62 $^7F_0$ **Sm** Samariu 150.36 $[Xe]4f^66s^2$ 5.6436
89 $^2D_{3/2}$ **Ac** Actiniu (227) $[Rn]6d7s^2$ 5.17	90 $^3F_2$ **Th** Thoriu 232.0381 $[Rn]6d^27s^2$ 6.3067	91 $^4K_{11/2}$ **Pa** Protactiniu 231.03588 $[Rn]5f^26d7s^2$ 5.89	92 $^5L^o_6$ **U** Uraniu 238.0289 $[Rn]5f^36d7s^2$ 6.1941	93 $^6L_{11/2}$ **Np** Neptuniu (237) $[Rn]5f^46d7s^2$ 6.2657	94 $^7F_0$ **Pu** Plutoniu (244) $[Rn]5f^67s^2$ 6.0262



BCU IASI CENTRALA UNIVERSITY LIBRARY

AL ELEMENTELOR

			GRUPA VIII					
								2 $^1S_0$ **He** Heliu 4.00260 $1s^2$ 24.5874
			IIIB	IVB	VB	VIB	VIIB	
			5 $^2P^\circ_{1/2}$ **B** Bor 10.811 $1s^2 2s^2 2p$ 8.2980	6 $^3P_0$ **C** Carbon 12.0107 $1s^2 2s^2 2p^2$ 11.2603	7 $^4S^\circ_{3/2}$ **N** Azot 14.00674 $1s^2 2s^2 2p^3$ 14.5341	8 $^3P_2$ **O** Oxigen 15.9994 $1s^2 2s^2 2p^4$ 13.6181	9 $^2P^\circ_{3/2}$ **F** Fluor 18.99840 $1s^2 2s^2 2p^5$ 17.4228	10 $^1S_0$ **Ne** Neon 20.1797 $1s^2 2s^2 2p^6$ 21.5646
			13 $^2P^\circ_{1/2}$ **Al** Aluminiu 26.98154 $[Ne]3s^2 3p$ 5.9858	14 $^3P_0$ **Si** Siliciu 28.0855 $[Ne]3s^2 3p^2$ 8.1517	15 $^4S^\circ_{3/2}$ **P** Fosfor 30.97376 $[Ne]3s^2 3p^3$ 10.4867	16 $^3P_2$ **S** Sulf 32.066 $[Ne]3s^2 3p^4$ 10.3600	17 $^2P^\circ_{3/2}$ **Cl** Clor 35.4527 $[Ne]3s^2 3p^5$ 12.9676	18 $^1S_0$ **Ar** Argon 39.948 $[Ne]3s^2 3p^6$ 15.7596
	IB	IIB						
28 $^3F_4$ **Ni** Nichel 58.6934 $[Ar]3d^8 4s^2$ 7.6398	29 $^2S_{1/2}$ **Cu** Cupru 63.546 $[Ar]3d^{10} 4s$ 7.7264	30 $^1S_0$ **Zn** Zinc 65.39 $[Ar]3d^{10} 4s^2$ 9.3942	31 $^2P^\circ_{1/2}$ **Ga** Galiu 69.723 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p$ 5.9993	32 $^3P_0$ **Ge** Germaniu 72.61 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p^2$ 7.8994	33 $^4S^\circ_{3/2}$ **As** Arsen 74.92160 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p^3$ 9.7886	34 $^3P_2$ **Se** Seleniu 78.96 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p^4$ 9.7524	35 $^2P^\circ_{3/2}$ **Br** Brom 79.904 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p^5$ 11.8138	36 $^1S_0$ **Kr** Kripton 83.80 $[Ar]3d^{10} 4s^2 4p^6$ 13.9996
46 $^1S_0$ **Pd** Paladiu 106.42 $[Kr]4d^{10}$ 8.3369	47 $^2S_{1/2}$ **Ag** Argint 107.8682 $[Kr]4d^{10} 5s$ 7.5762	48 $^1S_0$ **Cd** Cadmiu 112.411 $[Kr]4d^{10} 5s^2$ 8.9938	49 $^2P^\circ_{1/2}$ **In** Indiu 114.818 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p$ 5.7864	50 $^3P_0$ **Sn** Staniu 118.710 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p^2$ 7.3439	51 $^4S^\circ_{3/2}$ **Sb** Stibiu 121.760 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p^3$ 8.6084	52 $^3P_2$ **Te** Telur 127.60 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p^4$ 9.0096	53 $^2P^\circ_{3/2}$ **I** Iod 126.90447 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p^5$ 10.4513	54 $^1S_0$ **Xe** Xenon 131.29 $[Kr]4d^{10} 5s^2 5p^6$ 12.1298
78 $^3D_3$ **Pt** Platina 195.078 $[Xe]4f^{14} 5d^9 6s$ 8.9587	79 $^2S_{1/2}$ **Au** Aur 196.96655 $[Xe]4f^{14} 5d^{10} 6s$ 9.2255	80 $^1S_0$ **Hg** Mercur 200.59 $[Xe]4f^{14} 5d^{10} 6s^2$ 10.4375	81 $^2P^\circ_{1/2}$ **Tl** Taliu 204.3833 $[Hg]6p$ 6.1082	82 $^3P_0$ **Pb** Plumb 207.2 $[Hg]6p^2$ 7.4167	83 $^4S^\circ_{3/2}$ **Bi** Bismut 208.98038 $[Hg]6p^3$ 7.2856	84 $^3P_2$ **Po** Poloniu (209) $[Hg]6p^4$ 8.417 ?	85 $^2P^\circ_{3/2}$ **At** Astatin (210) $[Hg]6p^5$	86 $^1S_0$ **Rn** Radon (222) $[Hg]6p^6$ 10.7485
110 **Uun** Ununnilium (269)	111 **Uuu** Unununium (272)	112 **Uub** Ununbium						

63 $^8S^\circ_{7/2}$ **Eu** Europiu 151.964 $[Xe]4f^7 6s^2$ 5.6704	64 $^9D^\circ_2$ **Gd** Gadoliniu 157.25 $[Xe]4f^7 5d6s^2$ 6.1501	65 $^6H^\circ_{15/2}$ **Tb** Terbiu 158.92534 $[Xe]4f^9 6s^2$ 5.8638	66 $^5I_8$ **Dy** Disprosiu 162.50 $[Xe]4f^{10} 6s^2$ 5.9389	67 $^4I^\circ_{15/2}$ **Ho** Holmiu 164.93032 $[Xe]4f^{11} 6s^2$ 6.0215	68 $^3H_6$ **Er** Erbiu 167.26 $[Xe]4f^{12} 6s^2$ 6.1077	69 $^2F^\circ_{7/2}$ **Tm** Tuliu 168.93421 $[Xe]4f^{13} 6s^2$ 6.1843	70 $^1S_0$ **Yb** Yterbiu 173.04 $[Xe]4f^{14} 6s^2$ 6.2542	71 $^2D_{3/2}$ **Lu** Lutetiu 174.967 $[Xe]4f^{14} 5d6s^2$ 5.4259
95 $^8S^\circ_{7/2}$ **Am** Americiu (243) $[Rn]5f^7 7s^2$ 5.9738	96 $^9D^\circ_2$ **Cm** Curiu (247) $[Rn]5f^7 6d7s^2$ 5.9915	97 $^6H^\circ_{15/2}$ **Bk** Berkeliu (247) $[Rn]5f^9 7s^2$ 6.1979	98 $^5I_8$ **Cf** Californiu (251) $[Rn]5f^{10} 7s^2$ 6.2817	99 $^4I^\circ_{15/2}$ **Es** Einsteiniu (252) $[Rn]5f^{11} 7s^2$ 6.42	100 $^3H_6$ **Fm** Fermiu (257) $[Rn]5f^{12} 7s^2$ 6.50	101 $^2F^\circ_{7/2}$ **Md** Mendeleviu (258) $[Rn]5f^{13} 7s^2$ 6.58	102 $^1S_0$ **No** Nobeliu (259) $[Rn]5f^{14} 7s^2$ 6.65	103 $^2P^\circ_{1/2}$? **Lr** Lawrentiu (262) $[Rn]5f^{14} 7s^2 7p$? 4.9 ?

REFERINȚE BIBLIOGRAFICE GENERALE

G1. E. Bădărău - Fizica descărcărilor în gaze, Editura Academiei, Bucureşti, 1957

G2. E. Bădărău, I. Popescu - Gaze ionizate

vol.1 Procese fundamentale, Editura Tehnică, Bucureşti, 1963

vol.2 Descărcări electrice în gaze, Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

G3. Gh. Brătescu - Fizica plasmei, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1970

G4. Gh. Brătescu, E. I. Toader - Metode experimentale în fizica plasmei, Editura Universității din Bucureşti, Bucureşti, 1973

G5. I. I. Popescu, I. Iova, E. I. Toader - Fizica plasmei şi aplicații, Editura Ştiințifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1981

G6. E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, Bucureşti, 1982

G7. I. I. Popescu, E. I. Toader - Cinetica şi dinamica plasmei, Editura Ştiințifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1983

G8. I. I. Popescu, D. Ciobotaru - Bazele fizicii plasmei, Editura Tehnică, Bucureşti, 1987

G9. I. Iova, I. I. Popescu, E. I. Toader - Bazele spectroscopiei plasmei, Editura Ştiințifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1987

G10. I. I. Popescu, E. I. Toader - Optica, Editura Ştiințifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1989

G11. D. Ciobotaru, V. Covlea, C. Biloiu - Gaze ionizate - lucrări de laborator, Editura Universității din Bucureşti, Bucureşti, 1992

G12. E. I. Toader - Aparate optice, Editura Ştiințifică, Bucureşti, 1995

G13. Gh. Popa, Mariana Gheorghiu - Aplicații tehnologice ale plasmei, Editura Universității "A. I. Cuza", Iaşi, 1998

G14. V. Covlea - Diagnosticarea plasmei, Editura Teora, Bucureşti, 2001 (sub tipar)

G15. A. von Engel - Ionized Gases, Clarendon Press, Oxford, 1955

G16. G. Francis - The Glow Discharge at Low Pressure in Handbuch der Physik, band XXII, 1956

G17. A. Guthrie - Vacuum Technology, John Wiley and Sons, Inc., London, 1963

BCU "MIHAIL KOGĂLNICEANU" UNIVERSITY LIBRARY

G18. E. W. McDaniell, Collision Phenomena, in Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, 1964

G19. R. Huddlestone, S. L. Leonard (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965

G20. W. Loechte-Holtgreven (editor) - Plasma Diagnostics, Amsterdam, North-Holland, 1968

G21. B. P. Demidovich, I. A. Maron - Computational Mathematics, Mir Publishers, Moscow, 1970

G22. B.M. Smirnov, Physics of Weakely Ionised Gases (Problems and Solutions), Mir Publishers, Moscow, 1981

G23. A. N. Zaidel, G. V. Ostrovskaia, I. I. Ostrovski - Tehnica şi practica spectroscopiei, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1984

G24. Ch. K. Birdsall - Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill, New York, 1985

G25. I. H. Hutchinson - Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, Cambridge, 1987

G26. O. Auciello, D. L. Flamm (editors) - Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1989

G27. A. Grill - Cold Plasma in Materials Fabrication - From Fundamentals to Applications, IEEE Press, New York, 1994

G28. J. L. Delcroix, A. Bers, Physique des pasmas, vol.1, InterEditions et CNRS Editions, Paris, 1994

G29. M. A. Lieberman, A. J. Lichetenberg - Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, John Wiley, New York, 1994

G30. National Research Council - Plasma Scicence: From Fundamental Research to Technological Applications, National Academy Press, Washington D.C., 1995

G31. http://physics.nist.gov/PhysRefData/Elements/per.html - valorile numerice listate în tabelul periodic al elementelor (anexa 10).

G32. http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html - valorile numerice ale constantelor fizice din anexa 11.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tiparul s-a executat sub cda 828/2001
la Tipografia Editurii Universităţii din Bucureşti

B.C.U. „M. EMINESCU" IAŞI

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ISBN 973-575-564-1

Lei 51800

677301

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY